UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"

Corso di Laurea triennale in Astronomia

Tesi di Laurea

Stelle giganti rosse variabili con lunghi periodi secondari: possibili scenari ed interpretazioni

Relatore

Dr. Michele Trabucchi

Correlatrice

Dr.ssa Giada Pastorelli

Laureanda

Elena Brocchini

Anno Accademico 2023/2024

Sommario

Quando le stelle raggiungono gli stadi più avanzati dell'evoluzione, Asymptotic Giant Branch (AGB) e Red Supergiants (RSG), sperimentano fenomeni di pulsazioni stellare con periodi dell'ordine di alcuni giorni fino a vari mesi; la variabilità si manifesta sia a livello fotometrico, che in termini di velocità radiale. Circa il 30% tra le giganti rosse variabili mostrano un tipo di variabilità aggiuntiva, con periodi $5 - 10$ volte maggiori rispetto a quelli associati alla pulsazione. Sono detti Long Secondary Periods (LSP) e sono uno dei pochi tipi di variabilità stellare di cui non si conoscono ancora le cause. Questa tesi è dedicata ad una panoramica delle possibili spiegazioni fisiche alla base di questo fenomeno: ho valutato i punti di forza e le debolezze associate ad ogni modello proposto, presentando una selezione degli scenari più probabili e andando a mettere assieme i dati osservativi con quelli ottenuti dai modelli teorici.
Ho selezionato una serie di scenari proposti in letteratura, che sembrano soddisfare al meglio le caratteristiche osservate, analizzandoli singolarmente, per evidenziare quelli che ad oggi sono i modelli più accreditati. Nelle discussioni ho cercato di stilare un elenco delle proprietà e delle caratteristiche fondamentali delle stelle con gli LSP, per facilitare l'analisi dei modelli.
Ho concluso che gli scenari più probabili sono due, entrambi di tipo binario: quello della compagna circondata da polveri e quello riguardante la modulazione del materiale circumstellare da parte della compagna. Ho però notato che non esiste un modello capace di soddisfare tutte le proprietà necessarie e che probabilmente gli LSP sono dovuti ad una combinazione di processi fisici diversi. Inoltre, vista l'eterogeneità degli LSP e delle stelle che li mostrano, potrebbero esistere classi distinte di LSP spiegabili con modelli differenti tra loro.

Indice

1 Introduzione **1**
1.1 Evoluzione stellare . . . 1
1.1.1 Suddivisione delle stelle per massa . . . 2
1.1.2 Prime fasi dell'evoluzione . . . 3
1.1.3 Asymptotic Giant Branch . . . 6
1.2 Variabilità e pulsazione . . . 8
1.2.1 Diagramma Periodo-Luminosità . . . 10
1.3 Long Secondary Periods . . . 12
1.4 Perché studiare gli LSP? . . . 15

2 Modelli Proposti **17**
2.1 Rotazione e attività stellare . . . 17
2.1.1 Celle convettive giganti . . . 17
2.1.2 Interazione tra modi di pulsazione . . . 19
2.1.3 Rotazione differenziale . . . 19
2.1.4 Magnetismo . . . 20
2.2 Modelli con Pulsazioni Stellari . . . 21
2.2.1 Pulsazioni radiali . . . 21
2.2.2 Oscillazioni non-radiali . . . 24
2.3 Binarietà . . . 25
2.3.1 Variabili ellissoidali . . . 25
2.3.2 Binarie simbiotiche . . . 27
2.3.3 Oscillazioni indotte dagli effetti mareali . . . 27
2.3.4 Modello binario con compagna circondata da polveri . . . 28
2.3.5 Modulazione del materiale circumstellare vicino alla compagna . . . 32

3 Discussione **37**
3.1 Proprietà necessarie . . . 37
3.2 Analisi dei modelli proposti . . . 39

4 Conclusioni **47**

Capitolo 1

Introduzione

L'obiettivo di questa sezione è fornire una panoramica sulle stelle variabili a lungo periodo (long-period variables, LPV), in particolare per quanto riguarda le loro proprietà caratterizzanti, il loro stadio evolutivo, ed il meccanismo alla base della loro variabilità. A questo scopo, faccio ampiamente riferimento alla discussione in Catelan and Smith (2015) (in particolare i capitoli 4 e 8).
Le stelle variabili con periodi lunghi sono stelle di massa piccola e intermedia, che si avvicinano alle fasi finali della loro evoluzione. Infatti, quando le stelle attraversano il ramo asintotico delle giganti (asymptotic giant branch, AGB), mostrano variabilità caratterizzata da periodi dell'ordine di centinaia di giorni e dovuta a pulsazioni stellari. La variabilità si manifesta sia a livello fotometrico, con ampiezze che vanno da decimi di magnitudine fino a varie magnitudini a lunghezze d'onda visibili, sia in termini di velocità radiale (radial velocity, RV), con ampiezze dell'ordine del km/s. Anche se questo tipo di variabilità è spesso associato con l'AGB, si può manifestare anche tra le stelle più brillanti che stanno evolvendo sul ramo delle giganti rosse (red giant branch, RGB), come pure nella fase di core-He-burning di stelle massicce con massa iniziale di circa $10 - 25\,\mathrm{M}_\odot$ e che diventano supergiganti rosse (red supergiants, RSG Levesque, 2010).
Studi fotometrici accurati hanno dimostrato che tutte le giganti rosse sono stelle variabili (Jorissen et al., 1997; Mowlavi and Jorissen, 2006), con ampiezze di variazione che dipendono fortemente dalle loro caratteristiche fisiche, come la luminosità e la massa. A seconda dei diversi modi di pulsazione, le giganti rosse variabili possono essere classificate in diverse categorie. Le LPV sono principalmente suddivise in variabili di tipo Mira e, più frequentemente, in variabili semi-regolari (semi-regular variables, SRV).
Viene riportato in figura 1.1 un grafico ripreso da Catelan and Smith (2015), che permette di individuare visivamente le LPV nel diagramma di Hertzsprung-Russell.

1.1 Evoluzione stellare

Per discutere la variabilità delle LPV è utile riassumere gli aspetti principali dell'evoluzione delle stelle di massa piccola ed intermedia.

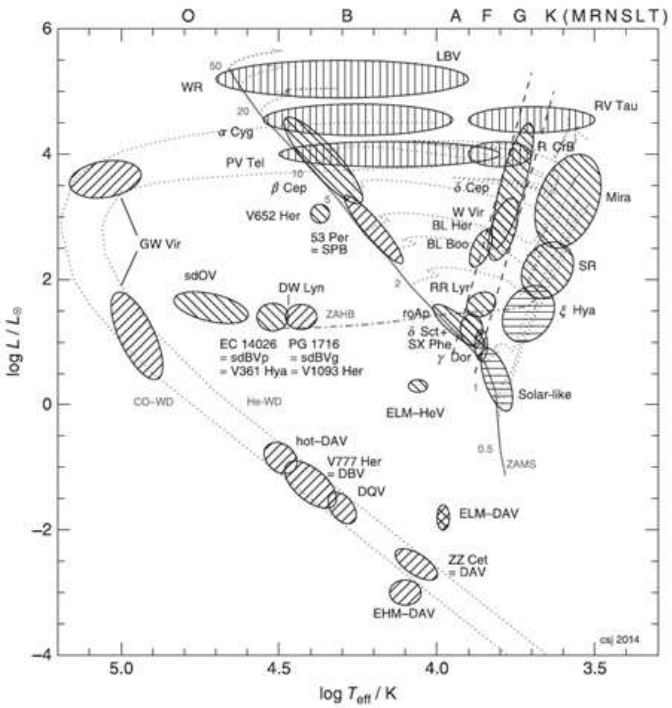

Figura 1.1: Diagramma di Hertzsprung-Russell con riportati i diversi tipi di variabilità intrinseca delle stelle. Il diagramma è preso da Catelan and Smith (2015)

1.1.1 Suddivisione delle stelle per massa

Le stelle possono essere suddivise in tre categorie fondamentali in base alla loro massa iniziale, una classificazione fondamentale per comprendere l'evoluzione stellare dopo la fase della sequenza principale (main sequence, MS). Dopo la formazione, infatti, tutte le stelle attraversano una fase di bruciamento dell'idrogeno nel *core*, fase che coincide con la MS. Conclusa la fase di *core-H-burning*, la stella rimane con un *envelope* ancora ricco di idrogeno e un *core* di elio, degenere o meno a seconda della massa iniziale. Nelle fasi successive, l'evoluzione stellare dipende strettamente dalla massa iniziale.

Stelle di piccola massa sono caratterizzate da una massa iniziale di $\approx 0.8-2\,\mathrm{M}_\odot$. Dopo la MS, evolvono lungo il ramo delle giganti rosse, durante il quale l'H viene bruciato in una shell esterna al *core* inerte. In seguito il *core* di He degenere, inizia il bruciamento in modo instabile, per mezzo di un flash di elio (He-flash), a cui segue una fase di bruciamento stabile.

Stelle di massa intermedia hanno massa compresa tra $\approx 2-8\,\mathrm{M}_\odot$. Dopo la conclusione della fase di fusione nucleare dell'idrogeno formano un *core* di elio non-degenere, capace di bruciare He in modo stabile. Quando anche l'elio completa la fase di bruciamento nucleare, si forma un *core* di carbonio-ossigeno che diventa degenere.
Sia le stelle di massa intermedia, che quelle di piccola massa, evolvono lungo il ramo asintotico delle giganti, durante il quale si verificano ingenti perdite di massa per azione dei venti stellari, finché, espulso l'*envelope*, rimane solamente il *core*. Queste

stelle terminano la loro vita sotto forma di nane bianche di CO (CO white dwarf, CO-WD).

Stelle di grande massa sono di massa superiore alle $8\,M_\odot$ e riescono a bruciare il carbonio in un *core* non-degenere. Ad eccezione del range di masse iniziali comprese tra $\approx 8 - 11\,M_\odot$, queste stelle sono in grado di bruciare anche elementi più pesanti fino alla formazione del Fe. Oltre al Fe non sono più possibili reazioni nucleari, il *core* diventa inerte e la stella diventa instabile esplodendo in una Supernova per collasso del *core*.

1.1.2 Prime fasi dell'evoluzione

Poiché il tipo di variabilità che analizziamo riguarda stelle di massa piccola e intermedia, vediamo in breve le fasi principali della loro evoluzione, prima del raggiungimento del ramo asintotico delle giganti.

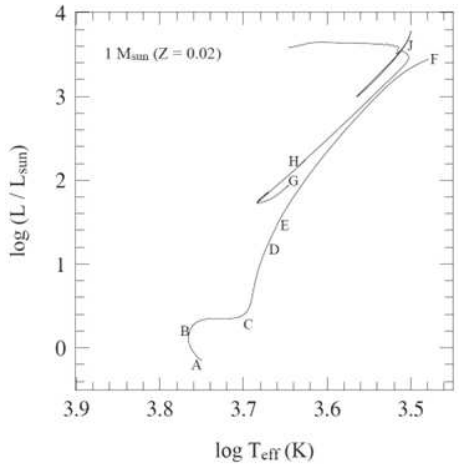

Figura 1.2: Percorso evolutivo per una stella di massa piccola ($1\,M_\odot$)

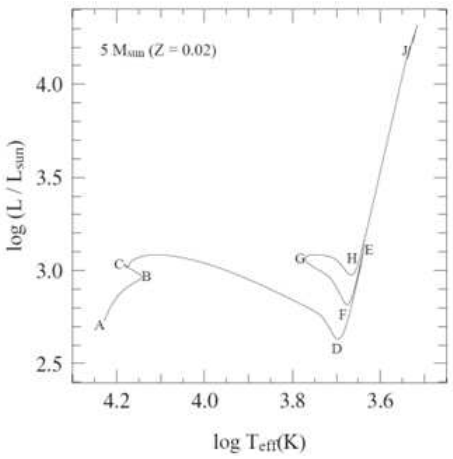

Figura 1.3: Percorso evolutivo per una stella di massa intermedia ($5\,M_\odot$)

Formazione della stella

La formazione stellare comincia con il collasso di una nube molecolare, che diventa instabile secondo il criterio di Jeans (1902), passando da una situazione di equilibrio idrostatico ad una fase di collasso isotermico. Durante questa fase, la nube si frammenta in più regioni che continuano a collassare. A causa del collasso, il gas della nube diventa opaco, intrappolando la radiazione al suo centro, questa regione inizia a riscaldarsi e ad aumentare in pressione, fino a raggiungere l'equilibrio idrostatico. Il collasso diventa una contrazione quasi-statica e si forma la proto-stella. Segue una fase di accrezione del core, grazie al gas circostante che continua ad essere attratto verso il centro; questo porterà la proto-stella a formare una fotosfera, in una struttura completamente convettiva. La proto-stella arriva così nella fase di *pre-MS*, dove attraversa la Linea di Hayashi, un segmento verticale del percorso evolutivo, durante il quale si forma un *core* radiativo e la proto-stella si contrae e si riscalda, fino al raggiungimento di temperature sufficienti per le reazioni di fusione

nucleare. Quando l'energia generata dalla fusione nucleare dell'idrogeno bilancia quella irradiata dalla superficie, la stella raggiunge la *Zero Age MS* (ZAMS), la contrazione si interrompe e inizia un periodo evolutivo nel tempo-scala nucleare.

Stadi iniziali

La stella, che si trova adesso in equilibrio totale (idrostatico e termico), comincia a muoversi lentamente nel diagramma HR, verso zone con temperatura e luminosità progressivamente maggiori, grazie al bruciamento stabile dell'idrogeno nel *core*. La fase di fusione dell'H nel *core* è proprio quella indicata dalla MS ed è la fase più duratura della vita di una stella. Notiamo che stelle di massa maggiore hanno temperature maggiori e bruciano più rapidamente l'idrogeno, lasciando la MS in tempi minori. Al contrario le stelle che trattiamo per studiare gli LSP avranno vita sulla MS molto più lunga; questa fase corrisponde al punto A sia nella Fig. 1.2 che nella Fig. 1.3. A questo punto le evoluzioni per stelle con massa piccola e intermedia iniziano a differenziarsi.

Low-mass

Il punto B indica il cosiddetto punto di *turn-off*, dove l'H nel *core* è esaurito e la sua fusione continua in una shell esterna al *core*, generando nuove particelle di He che accrescono progressivamente il *core* centrale. Tuttavia, quest'ultimo non può espandersi indefinitamente, esiste un limite oltre il quale il *core* non può rimanere isotermo e supportare gli strati circostanti, il limite di Schönberg and Chandrasekhar (1942). Quando la massa limite viene raggiunta, il *core* collassa in un tempo-scala termico, riscaldandosi e rilasciando energia. In questa fase anche la base della shell di idrogeno si riscalda e si assottiglia. Parte dell'energia rilasciata dalla shell di H raggiunge la superficie, mentre un'altra parte è usata per espandere l'*envelope*. A causa di questa espansione, la stella si raffredda e l'evoluzione continua nella fase di *subgiant*.
A seguito dell'espansione e dell'abbassamento della temperatura, la stella forma un *envelope* convettivo e si va a posizionare alla base del ramo delle giganti rosse. Il *core* continua ad espandersi progressivamente, diventando composto da elettroni degeneri. Questo implica che, quando la stella raggiunge la base della RGB (punto C, nella figura 1.2), è formata da un *core* di He parzialmente degenere, inerte e in crescita, circondato da una shell di *H-burning* che diventa sempre più sottile.
L'inviluppo convettivo raggiunge la massima profondità all'interno della stella generando il fenomeno noto come *primo dredge-up*, una parte dei materiali prodotti nel *core* (l'He in particolare) viene trasportata verso la superfice (Iben, 1964). Mano a mano che la stella evolve lungo l'RGB, inizia a muoversi nel diagramma HR sempre più rapida, con la luminosità in rapido aumento.
In questa fase, il *core* di elio subisce nuovamente un'espansione, e al punto (E) la shell di H raggiunge la discontinuità chimica. La shell di H è così rifornita di materiale per il bruciamento e l'evoluzione fa una piccola inversione, prima di continuare a risalire lungo l'RGB (*RGB-bump*). Negli stadi finali della risalita del RGB, il *core* di He continua a cre-

scere, fino all'instaurarsi del bruciamento dell'elio. In questa fase sono cruciali le perdite di energia che avvengono nel *core* a causa della fuoriuscita di neutrini, che riescono a sfuggire dalla stella, senza interazioni. Questo provoca un'inversione di temperatura all'interno del *core*; la parte centrale della stella non coincide più con quella a temperatura più elevata. Proprio per questo motivo quando l'elio si accende, inizia a bruciare in modo instabile, per mezzo di un *helium-flash*, che avviene in una shell interna al *He-rich-core*. La spiegazione fisica per questo fenomeno è basata sul fatto che in questo stadio della sua vita, la stella ha *core* degenere e si può verificare un *runaway* termonucleare.
L'ultima fase che precede l'AGB è il ramo orizzontale (horizontal branch, HB), che è presente solamente per le stelle di massa piccola. Gran parte dell'energia prodotta durante il flash di elio viene usata per eliminare la degenerazione del *core*, notiamo però che dopo il primo flash, che avviene in una shell di elio, ne seguono altri che avvengono invece nel *core*, finché la degenerazione non scompare completamente. A questo punto la stella brucia elio in modo quiescente in un *core* convettivo, mentre l'H continua a bruciare in una shell esterna. In questa fase alcune stelle, a seconda delle loro proprietà iniziali, attraversano la fascia di instabilità.

Intermediate mass

I principi base dell'evoluzione delle stelle di piccola massa, elencati nel paragrafo precedente, sono validi anche per il percorso evolutivo sia per stelle di massa intermedia, che per quelle di massa elevata; le variazioni più importanti sono quelle specificate precedentemente all'interno di questa sezione, riguardanti la capacità della stella di affrontare diverse fasi di bruciamento nucleare in nuclei degeneri o meno.
Per studiare l'evoluzione di queste stelle facciamo riferimento alla figura 1.3. Il punto B indica la fase finale della MS, durante la quale la stella inizia a contrarsi, in risposta al consumo della massa di H presente nel *core*. Al punto C, l'idrogeno è completamente esaurito e la convezione scompare dal *core*; l'idrogeno è quindi collocato solamente in una shell esterna al *core* centrale, dove continua a bruciare inizialmente in condizioni di equilibrio totale. La fase di *H-shell-burning* è la porzione di grafico C-D, con la prima parte che viene percorsa più lentamente, durante la fase di *thick-shell-burning*; finché il *core*, alimentato dai prodotti del bruciamento dell'idrogeno aumenta abbastanza, contraendosi rapidamente. La parte finale di questa fase, corrispondente al moto della stella verso il punto D, è caratterizzata da un bruciamento più rapido in una shell sottile di idrogeno, gran parte dell'energia prodotta nella shell viene usata per espandere l'*envelope*. L'evoluzione durante la *thin-shell-burning* è così rapida da rendere difficile osservare nel diagramma HR, stelle in questa fase: si fa riferimento al *Hertzsprung gap*.
Al raggiungimento del punto D, la temperatura è diminuita, provocando un aumento dell'opacità, che interrompe il trasporto radiativo dell'energia; in questa fase la stella è costituita in gran parte dall'*envelope* radiativo. La fase successiva, fino al punto E è quella di *red giant*: posizionata vicino alla linea di Hayashi, la stella si espande in un tempo scala termico e la luminosità aumenta. A metà tra il punto D ed E, la zona convettiva aumenta

così tanto da determinare il *dredge-up*. Durante l'intera fase di bruciamento dell'H nella shell il *core* di He rimane non-degenere, quando raggiunge la temperatura necessaria per l'accensione dell'elio, il bruciamento avviene in modo stabile e la contrazione del *core* si interrompe.
Inizia allora una fase di *core-He-burning*, che nel caso di stelle di massa intermedia è caratterizzata da un *blue loop* dominante, che può attraversare la *instability strip* delle Cefeidi. I dettagli di questo attraversamento dipendono dalle caratteristiche della stella, tipo massa e composizione chimica. Il bruciamento dell'elio è quindi indicato nella figura da F-G-H, in H la stella torna ad essere vicina alla linea di Hayashi e il bruciamento dell'elio nel *core* termina.
Al punto H ci troviamo alla base del ramo asintotico delle giganti.

1.1.3 Asymptotic Giant Branch

Nelle stelle di massa piccola e intermedia (fino alle $8\,M_\odot$), il *core* di C-O diventa degenere e gli stadi avanzati dell'evoluzione procedono in modo quasi analogo.
Raggiunto il punto H di Fig. 1.2 e Fig. 1.3 le stelle hanno completato il bruciamento dell'elio nel *core* ed iniziano a risalire l'AGB.

La fase del ramo asintotico delle giganti rosse può essere divisa in due parti principali: la fase di *early*-AGB e quella di *thermally-pulsing* AGB (TP-AGB).

Early-AGB

Dopo aver concluso la fase di *core-He-burning*, il *core* di CO inizia a contrarsi e l'He inizia a bruciare in una shell intorno al core. La stella è così composta da un *core* inerte, costituito prevalentemente da C ed O, e due shell in cui sono attive le reazioni di bruciamento nucleare dell'elio (shell più interna) e dell'idrogeno (shell più esterna). I vari strati seguono un comportamento particolare, detto a "doppio specchio": il *core* si contrae, mentre la zona di *inter-shell* si espande e l'inviluppo si contrae.
Mentre la *He-rich zone* si espande, la temperatura degli strati soprastanti diminuisce fino ad estinguere la zona di fusione dell'idrogeno nella shell. A questo punto tutti gli strati esterni iniziano ad espandersi in risposta alla contrazione del *core*. In questa fase dell'evoluzione l'energia nella stella è generata quasi esclusivamente dalla fusione dell'elio nella shell, si tratta di una fase di durata relativamente estesa. La fusione dell'elio continua ad arricchire il *core* di CO, che cresce fino a diventare degenere, a causa dell'elevata densità. Mentre l'*envelope* si espande e si raffredda, l'inviluppo convettivo penetra in profondità fino a raggiungere la discontinuità chimica lasciata dalla shell di H estinta al punto K di Fig. 1.2 e Fig. 1.3. A questo punto le stelle con massa superiore a $4\,M_\odot$ possono sperimentare un episodio di *dredge-up* convettivo, detto il secondo *dredge-up*. Nel materiale che viene trasportato verso la superficie durante questa fase, l'idrogeno è stato trasformato in elio, mentre il carbonio e l'ossigeno sono stati convertiti in ^{14}N tramite il ciclo CNO. Notiamo che questo *dredge-up* ha funzionamento simile al primo, ma è importante anche perché contribuisce a diminuire la massa del *core*, e non avviene per stelle di massa infe-

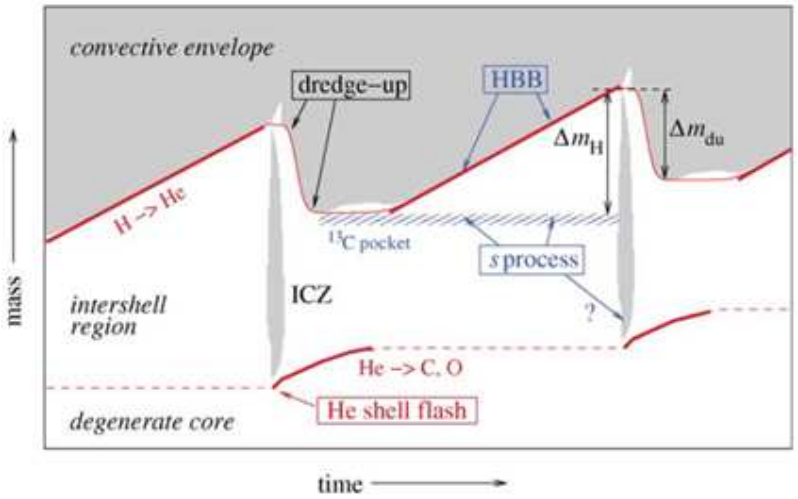

Figura 1.4: Evoluzione schematica degli strati interni di una stella TP-AGB durante due pulsi termici consecutivi. Le regioni convettive sono indicate dalle aree grige del grafico, dove sono rappresentate le zone convettive di *inter-shell* (ICZ), dovute ai flash di elio. Le linee rosse sottili (continua e tratteggiata) indicano rispettivamente il bordo del core nel quale l'idrogeno è esaurito e quello del core in cui l'elio è esaurito. Le linee più spesse indicano invece i periodi in cui la fusione nucleare è attiva nelle shell. Viene mostrata solamente la regione circostante le due shell, all'incirca $\sim 0.01\,\mathrm{M}_\odot$. L'area tratteggiata indica invece la shell (o "pocket") ricca di ^{13}C, che si forma nell'area di contatto tra l'inviluppo di H e la zona di *inter-shell* ricca di C, a seguito degli episodi di *dredge-up*. Notiamo che l'asse relativo al tempo è non-lineare: le fasi di *dredge-up* e *He shell-flash* (~ 100 anni) sono espanse rispetto alle fasi di interpulso ($10^4 - 10^5$ anni).

riore a $\sim 4\,\mathrm{M}_\odot$, nelle quali la shell di H è ancora attiva.
L'evoluzione procede con la shell di elio che si muove verso strati di massa più esterni, avvicinandosi alla discontinuità chimica. La shell diminuisce in luminosità, a causa della mancanza di materiale da bruciare; gli strati soprastanti si contraggono in risposta, determinando un riscaldamento della shell di H, che si riaccende, dando inizio al bruciamento. Inizia così la fase di "double shell burning", ovvero la fase di TP-AGB.

Thermally-Pulsing AGB

Durante questa fase, la shell di elio è termicamente instabile e può ripetutamente andare incontro a episodi di *runaway* termonucleare chiamati "pulsi termici".

Per spiegare il funzionamento dei pulsi termici si fa riferimento alla figura 1.4, dove vediamo schematicamente gli avvenimenti in due pulsi consecutivi. I punti principali della fase dei pulsi termici sono:

- All'interno, la shell di He è inattiva, mentre la shell esterna di idrogeno brucia, producendo energia nucleare e aggiungendo massa alla regione di elio che si trova tra le due shell (ICZ). Questo aumenta la pressione e la temperatura nella parte bassa di questa regione. Quando la massa di elio nella regione di inter-shell raggiunge un valore critico, l'elio inizia a bruciare in modo instabile a si verifica un runaway termonucleare, si parla di *helium shell-flash*. Questo grande flusso energetico gene-

ra convezione in tutta la regione di inter-shell, causando un rimescolamento degli elementi prodotti durante la fase di He-burning.

- L'energia rilasciata dal flash determina l'espansione della regione interna della shell, che si oppone all'azione della forza di gravità. La shell di elio si espande e si raffredda interrompendo il flash. Si ha quindi una fase di *stable He-shell burning*, che dura fino a qualche centinaio di anni, durante i quali la shell di idrogeno si estingue.

- L'espansione e il raffreddamento della shell interna fanno sì che ci sia una penetrazione più profonda dell'inviluppo convettivo; talvolta la convezione arriva oltre la ormai estinta shell di H. Il materiale interno raggiunge così l'*envelope* esterno, provocando il terzo *dredge-up*, il cui effetto principale è quello di arricchire la superficie di carbonio ed eventualmente di elementi pesanti prodotti dal processo di cattura lenta dei neutroni.

- In seguito al terzo *dredge-up*, la shell di H si riaccende e quella di elio diventa nuovamente inerte. Segue un lungo periodo di bruciamento stabile dell'idrogeno, che determina un aumento della massa della regione di inter-shell, fino al successivo pulso termico.

Il ciclo dei pulsi si può ripetere, con l'ampiezza caratteristica che aumenta da un pulso al successivo, facilitando così i *dredge-up*. Questo processo può modificare la composizione chimica superficiale fino alla formazione delle cosiddette stelle Carbon-rich. Durante la fase di interpulso per stelle con massa iniziale superiore a circa $3 - 4\,\mathrm{M}_\odot$, si può verificare un altro fenomeno importante che è detto Hot Bottom Burning (HBB). Infatti, per stelle con questa massa iniziale, la temperatura alla base dell'inviluppo convettivo diventa sufficientemente alta da bruciare l'H tramite il ciclo CNO. L'effetto principale è quello di convertire C in N e quindi impedire la formazione delle Carbon star.
La bassa temperatura nelle atmosfere delle stelle AGB fa sì che si possano formare sia molecole che grani di polvere. La maggior parte degli atomi di C ed O fotosferici si combinano in molecole di CO. Nel caso il rapporto tra l'abbondanza fotosferica di carbonio e ossigeno (C/O) superi l'unità, i rimanenti atomi di C vanno a formare molecole (per esempio C_2, CN) o grani di polvere con una chimica basata sul carbonio. Se invece il rapporto C/O è inferiore a 1, i rimanenti atomi di ossigeno vanno a formare molecole (per esempio TiO, H_2O) e grani di polvere con una chimica basata sull'ossigeno (silicati).
La fase di AGB termina quando quasi tutto l'inviluppo stellare è stato rimosso tramite venti stellari, ovvero quando la compartecipazione di pulsazione stellare e accelerazione radiativa dei grani di polvere produce intensa perdita di massa.

1.2 Variabilità e pulsazione

Nelle stelle che mostrano pulsazioni stellari gli strati più esterni dell'*envelope* si espandono e contraggono ciclicamente grazie ad un processo tale per cui assorbono calore nella

fase di compressione, quando la loro temperatura è relativamente alta, e cedono calore in espansione, quando la loro temperatura è relativamente bassa. Questo processo è analogo ad un motore termico, e fa sì che ogni contrazione causi la successiva espansione, ed ogni espansione causi la successiva contrazione. Si parla di meccanismi *self-excited*, ovvero capaci di mantenere vive le pulsazioni grazie al loro stesso funzionamento.
Le pulsazioni stellari sono un fenomeno che caratterizza varie fasi della vita delle stelle, come illustrato nel diagramma HR in Fig. 1.1. È illustrativo considerare un caso comune di pulsazione che si manifesta durante l'attraversamento della *instability strip* classica nel diagramma HR. In particolare, questo avviene durante il *blue loop* nella fase di *core-He-burning* delle stelle di massa intermedia o massicce, che dunque si comportano come stelle variabili chiamate Cefeidi classiche. In questo caso il processo che alimenta la pulsazione è la variazione di opacità nella zona di seconda ionizzazione parziale dell'He, e prende il nome di meccanismo κ. In generale, un meccanismo di questo tipo produce un aumento di opacità in fase di compressione, ostacolando il flusso radiativo e producendo un accumulo di energia che produce la successiva espansione, durante la quale l'opacità cala e l'eccesso di calore è rilasciato.
Le pulsazioni stellari possono essere descritte da un set di equazioni differenziali matematicamente analoghe ad un oscillatore armonico, la cui soluzione generale è la sovrapposizione di soluzioni particolari chiamate modi di pulsazione. Questi sono fondamentalmente onde sonore stazionarie che si propagano nella parte esterna dell'*envelope*. Modi di pulsazione diversi hanno numero diverso di nodi radiali, ed hanno diverse frequenze di oscillazione (il cui valore dipende dalla struttura della stella). Le Cefeidi rappresentano un caso relativamente semplice, e di solito pulsano nel modo fondamentale (fundamental mode, FM), cioè l'onda stazionaria senza nodi e con la frequenza più bassa (periodo più lungo). Ogni altro modo di pulsazione ha frequenza ordinatamente più grande (periodo più breve), si parla dunque di primo overtono (first-overtone, 1O), secondo overtono (2O), e così via. Siccome le pulsazioni sono un fenomeno dinamico, il periodo di pulsazione (in particolare quello del FM) è dello stesso ordine di grandezza del tempo-scala dinamico:

$$\pi \propto \tau_{dyn} \propto (\overline{\rho})^{-1/2} \tag{1.1}$$

Tanto più è espansa una stella, tanto minore sarà la sua densità media, e dunque tanto più lungo il suo periodo di pulsazione.
Anche le stelle giganti rosse, in particolare le AGB (ma anche le RGB più luminose e le RSG), mostrano pulsazioni stellari. In questo caso si pensa che il processo che le alimenta sia simile al meccanismo κ, ma legato alla ionizzazione dell'idrogeno e con un ruolo importante associato al trasporto convettivo (Wood, 2015). Poiché queste stelle sono significativamente più espanse rispetto alle Cefeidi classiche, hanno periodi di pulsazione molto più lunghi e pertanto sono note genericamente come *Long-Period Variables*. Un'ulteriore differenza è legata al fatto che spesso le LPV non pulsano in un solo modo, ma in vari modi di pulsazione sovrapposti (che possono essere il FM e/o overtoni "bassi", quali il 1O, 2O, 3O). Questo produce curve di luce caratterizzate da un basso grado di regolarità, che possono variare molto da ciclo a ciclo, e sono note come variabili semi-regolari.

Invece, le stelle AGB più vicine alla fine della propria evoluzione pulsano solo nel FM, e sono caratterizzate da variabilità fotometrica e da RV relativamente regolare e con grande ampiezza (fino ad alcune magnitudini in banda V, e fino a una decina di km/s).

1.2.1 Diagramma Periodo-Luminosità

Il meccanismo κ è sensibile alla profondità della zona di ionizzazione parziale dell'He: se la stella è troppo calda (o fredda), tale zona si trova a profondità troppo bassa (o troppo alta) ed il meccanismo non riesce ad auto-alimentarsi (Catelan and Smith, 2015). Di conseguenza, le pulsazioni si manifestano in uno stretto intervallo di temperature, che corrispondono ad una *instability strip* molto stretta e quasi verticale nel diagramma HR. Quando una stella in fase di *core-He-burning* attraversa l'*instability strip* la sua luminosità media (cioè escludendo l'effetto delle pulsazioni stesse) rimane pressoché costante, perché sta percorrendo il blue loop. Questo valore di luminosità circa costante dipende principalmente dalla massa totale della stella. In altre parole, i valori medi di temperatura e luminosità di una Cefeide sono determinati dalla sua massa, e dunque lo è anche il raggio medio tramite la legge di Stefan-Boltzmann, $L = 4\pi\sigma R^2 T_{\rm eff}^4$. Questo fissa anche la densità media della stella, e quindi (approssimativamente) il suo periodo (dalla Eq. 1.1). Questo tipo di ragionamento spiega l'esistenza di una relazione periodo-luminosità (PL) per le Cefeidi. Analogamente, altre classi di stelle variabili mostrano relazioni PL, incluse le LPV. È conveniente studiare queste sequenze nel diagramma PL, mostrato in Fig. 1.5.
Un esempio importante della rappresentazione delle relazioni P-L delle stelle variabili è il grafico realizzato da Wood et al. (1999), particolarmente utile per studiare i tipi di pulsazione e le variabilità che si possono verificare. Infatti, visto che le LPV possono pulsare in più modi contemporaneamente, esse mostrano collettivamente varie relazioni PL (o "sequenze"). Per lo stesso motivo, ad ogni stella possono corrispondere più punti (con la stessa luminosità ma diversi periodi) nel diagramma PL. Tuttavia, per evitare confusione, è prassi comune quella di mostrare un solo periodo per ogni stella, il cosiddetto "periodo primario", cioè quello con l'ampiezza di variabilità maggiore e che è quindi considerato come rappresentativo della variabilità della stella.
Mentre una stella evolve lungo l'AGB, in media si espande e diventa più luminosa: il tempo scala dinamico si allunga, e quindi anche il periodo associato a ciascun modo di pulsazione attivo. Inoltre, l'evoluzione della struttura interna è tale da sopprimere la pulsazione negli overtoni a frequenza più elevata, favorendo i modi di pulsazione con periodo più lungo. A lungo andare, il risultato di questo comportamento è che rimane attivo solo il modo fondamentale, come nel caso delle variabili di tipo Mira. Quindi, con l'avanzare dell'evoluzione, le stelle si spostano verso l'alto e verso destra nel diagramma P-L, in direzione di periodi e luminosità crescenti. Il grafico (Fig. 1.5) riporta l'indice di Wesenheit, indipendente dall'arrossamento, in funzione del periodo delle variabili. I dati sono quelli riportati da OGLE rispetto alla LMC. L'indice è calcolato nel vicino infrarosso, nelle bande J e K, secondo la relazione:

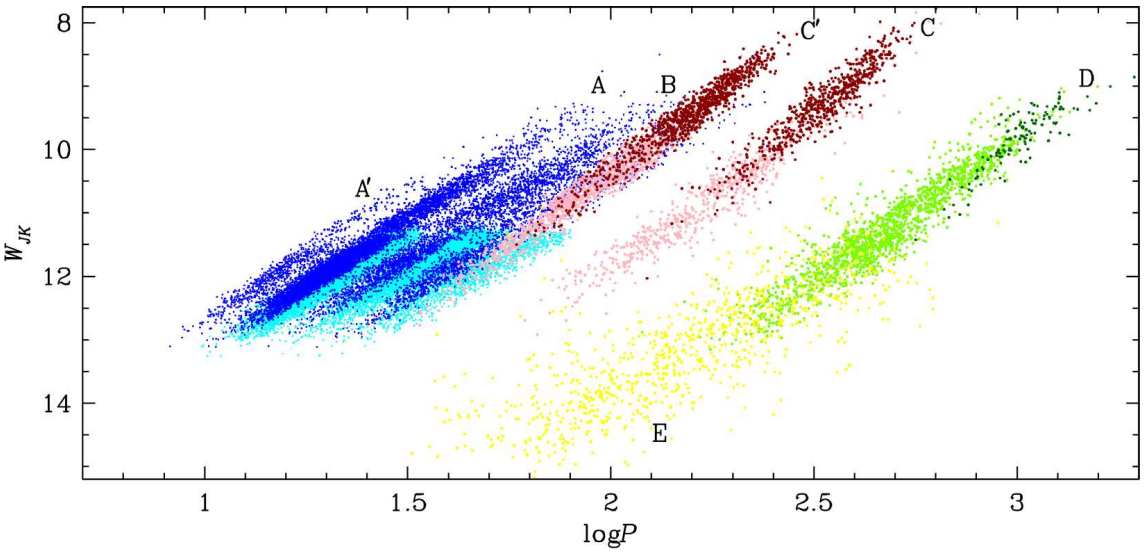

Figura 1.5: Diagramma periodo-luminosità per le stelle giganti rosse della Grande Nube di Magellano osservate dall'Optical Gravitational Lensing Experiment (figura adattata da Soszyński et al., 2007). Le lettere indicano le sequenze, come descritto nel testo. I colori indicano stelle classificate in base al tipo di variabilità, fase evolutiva e composizione chimica alla superficie. In particolare, le giganti rosse variabili di piccola ampiezza sono indicate in blu e azzurro a seconda che siano identificate con stelle AGB o RGB. Le SRV e Mira, che si trovano sulle sequenze C' e C, sono indicate in rosa (se sono O-rich) o rosso (se sono C-rich). Anche gli LSP sulla sequenza D sono indicati in verde chiaro o scuro a seconda che siano O-rich o C-rich, rispettivamente. Infine i periodi delle stelle che mostrano variabilità ellissoidali sono indicati in giallo. La luminosità è indicata dall'indice di Wesenheit W_{JK} (vedi Eq. 1.2), e per ogni stella è mostrato un solo periodo (anche per le SRV che possono pulsare in più modi contemporaneamente).

$$W_{JK} = K - 0.686(J - K) \tag{1.2}$$

Il diagramma P-L (Fig. 1.5), che mostra la relazione tra periodo e luminosità per le stelle variabili, è stato realizzato per la prima volta da (Wood et al., 1999) dai dati di MACHO. Grazie a questo diagramma è stato possibile individuare diverse sequenze che indicano i modi di pulsazione, identificando anche una sequenza con periodi particolarmente lunghi che sono difficili da spiegare nel contesto della pulsazione stellare. In particolare il confronto con modelli di pulsazione (Wood, 2015) suggerisce che tali periodi siano più lunghi di quello del FM. Questa sequenza non sarebbe quindi spiegabile con le pulsazioni radiali descritte precedentemente in quanto le oscillazioni con periodo più lungo ottenibili con onde acustiche sono proprio gli FM, già presenti nel diagramma periodo-luminosità. La scoperta di multiple relazioni P-L ha portato all'esigenza di identificare gli specifici processi che le originano, obiettivo che non è stato raggiunto in modo soddisfacente solo più recentemente.

Associare le sequenze del diagramma P-L ai diversi modi di pulsazione ha richiesto infatti molto tempo, a causa delle diverse interpretazioni proposte. Le due idee più accreditate sono sostenute, tra gli altri, dai seguenti autori:

- Wood (2015) fa corrispondere alla sequenza C, contenente le variabili di tipo Mira,

il modo fondamentale e alle sequenze successive i modi in ordine crescente, così che C', B, A e A' corrispondano al primo, secondo, terzo e quarto overtono. Questa interpretazione si basa principalmente sullo studio e la modellistica teorica delle stelle AGB e delle LPV più brillanti.

- Mosser et al. (2013) e Soszyński et al. (2007) fanno corrispondere alle sequenze B ed A il primo e il secondo overtono, rispettivamente; ne segue che C' rappresenta il modo fondamentale, senza però fornire una spiegazione soddisfacente per la sequenza C. Questa interpretazione risulta dall'estensione ad alte luminosità delle relazioni periodo-luminosità tipiche delle stelle RGB meno luminose, che però mostrano oscillazioni stellari alimentate da un meccanismo differente. Si tratta delle giganti rosse che mostrano oscillazioni *solar-like* alimentate dalla turbolenza convettiva.

Le due interpretazioni sono state riconciliate solo recentemente da Trabucchi et al. (2017), che ha dimostrato con successo che le sequenze B e C' sono in realtà un'unica sequenza, caratterizzata da un gap, dovuto ad un effetto di selezione.
Quello che notano Trabucchi et al. (2017) è che, costruendo i diagrammi P-L usando i periodi primari delle stelle, ovvero rappresentando le stelle solo in base al periodo dominante, si crea il "gap" che divide le sequenze B e C'. Infatti, le stelle che pulsano con un periodo che ricadrebbe nel gap mostrano anche un altro tipo di variabilità con periodo molto più lungo e spesso ben più evidente, che viene pertanto identificato come periodo dominante. Questo periodo si trova sistematicamente sulla sequenza D del diagramma P-L. Trabucchi et al. (2017) escludono che si tratti di un periodo dovuto a pulsazione, in quanto più lungo del periodo del FM, e suggeriscono che per studiare in modo consistente le relazioni PL strettamente dovute a pulsazione sia necessario prima escludere i periodi della sequenza D. Così facendo Trabucchi et al. (2017) mostrano che l'apparente gap tra le sequenze B e C' scompare, risultando in un'unica sequenza dovuta ad un solo modo di pulsazione.
Infine, dal confronto con modelli di pulsazione, Trabucchi et al. (2017) forniscono la seguente corrispondenza tra sequenze PL e modi di pulsazione, successivamente confermata da Yu et al. (2020):

- A': terzo overtono
- A: secondo overtono
- B e C': primo overtono
- C: modo fondamentale

1.3 Long Secondary Periods

Le LPV possono mostrare variabilità in aggiunta a quella dovuta alla pulsazione, e caratterizzata da periodi 5-10 volte più lunghi, che viene generalmente indicata come Long

Secondary Period (LSP). Questa variabilità è quella con periodo maggiore e corrisponde alla sequenza D del diagramma periodo-luminosità. All'incirca il $25 - 50\%$ delle LPV mostrano LSP (Wood et al., 1999). A differenza degli altri tipi di variabilità periodica che si possono verificare nelle LPV, non esiste ancora un modello fisico ampiamente accettato dalla comunità astronomica per spiegare gli LSP. Nel corpo centrale della tesi andremo ad analizzare i modelli proposti e vedremo quali sono accettabili e quali restrizioni richiedono, e quali invece possono essere scartati a fronte delle scoperte più recenti.
In questa sezione ci limitiamo a fornire una descrizione generale degli LSP. Vari studi (e.g. McDonald and Trabucchi, 2019; Wood and Nicholls, 2009) forniscono evidenza osservativa della presenza di materiale ricco di polvere nell'ambiente circumstellare delle stelle che mostrano gli LSP. In particolare, questi studi identificano una correlazione tra la presenza di LSP ed un eccesso di emissione nel mid-/far-IR dovuto all'emissione termica della polvere, oltre ad un aumentato tasso di perdita di massa per vento stellare.
Come spiegato nel capitolo successivo, le due principali classi di modelli proposti per spiegare gli LSP sono quelle di variabilità binaria, cioè dovuta ad un moto orbitale periodico, oppure di una forma di pulsazione stellare differente rispetto a quella che caratterizza le altre sequenze del diagramma PL. Per capire quale modello sia più appropriato è fondamentale studiare le curve di luce tipiche di queste stelle variabili. Osservando nell'ottico questo fenomeno, si ottengono delle curve di luce abbastanza standard, con caratteristiche comuni tra i diversi modelli. Nella figura 1.6 sono riportati degli esempi di stelle con LSP ben visibili, e oscillazioni primarie molto piccole, per mettere in evidenza le caratteristiche degli LSP.

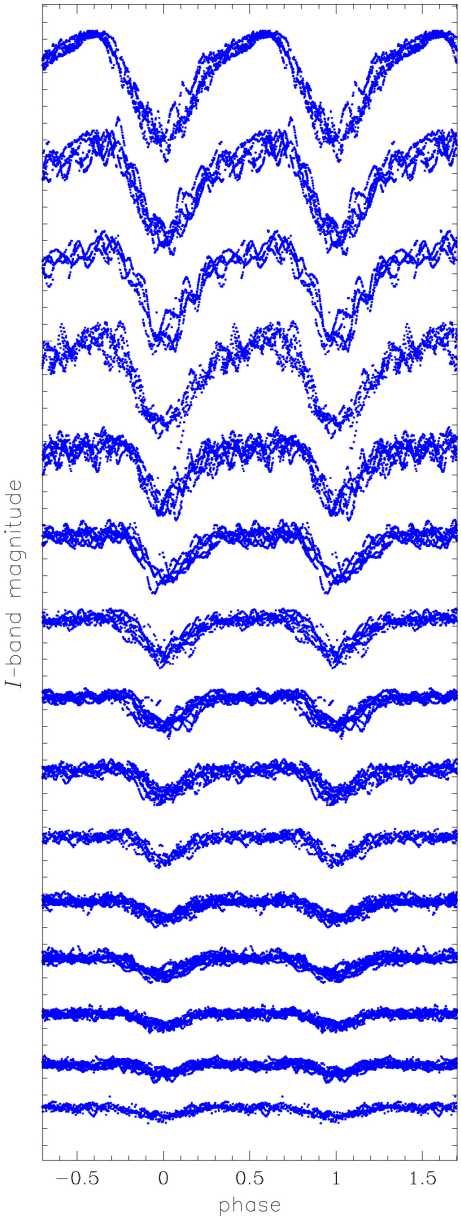

Figura 1.6: La figura è riportata da Soszyński et al. (2021) e mette in evidenza le curve di luce caratteristiche degli LSP nell'ottico. Le tacche sull'asse verticale sono spaziate di 0.1 mag

La figura 1.6, rende evidente che un ciclo degli LSP si divide in due parti, di lunghezza circa uguale: nella prima parte, la luminosità non cambia di molto, aumentando lentamente nel tempo; nella seconda, la curva assume forma triangolare (la luminosità decresce, raggiungendo un minimo, e poi aumenta nuovamente). Negli LSP con ampiezze maggiori, i minimi possono avere durata maggiore e il triangolo può superare la durata di "metà ciclo", in questi casi i massimi hanno una forma più arrotondata. In alcuni casi i minimi hanno altezze diverse quando il ciclo si ripete, talvolta gli LSP scompaiono per periodi di tempo variabili.
È dimostrato che queste curve di luce possono essere spiegate dai modelli di sistema binario, caratterizzati da nubi di polveri con forma di cometa, ovvero con una coda che segue la compagna (Soszyński and Udalski, 2014). Per quanto riguarda invece i modelli basati sulla pulsazione radiale; questi permettono di ottenere periodi e ampiezze coerenti con le osservazioni, ma non sono in grado di riprodurre le forme delle curve di luce.
Notiamo infine che un aspetto fondamentale, analizzato meglio nelle sezioni successive, è la curva di luce vista nel dominio del mid-IR. Infatti, a causa dell'abbondanza di polveri interstellari che caratterizza gli LSP, le osservazioni nel IR permettono di ottenere curve luce diverse rispetto alle osservazioni nell'ottico. Come vedremo, questo aspetto è fondamentale nella prova del modello binario come possibile spiegazione.

Notiamo infine che Goldberg et al. (2024) hanno recentemente dimostrato uno sfasamento tra la curva di luce e di velocità radiale negli LSP, osservati con *Gaia* (Gaia Collaboration et al., 2023). Dai dati di *Gaia* è stato infatti possibile vedere che in alcune sorgenti il picco di luminosità massimo avviene con un ritardo di $\pi/2$ rispetto al picco della velocità radiale. Questo implica una situazione inaspettata che pone la stella in allontanamento quando la luminosità appare massima; in modo che quando la stella risulta fisicamente più vicina all'osservatore sembra essere meno luminosa. Questa situazione è osservata in stelle appartenenti sia al campione studiato da Nicholls et al. (2009), che nella Gaia Collaboration et al. (2023). La situazione viene analizzata più a fondo nella sezione 2.3.5.

1.4 Perché studiare gli LSP?

Si è scelto di incentrare lo studio sugli LSP per diversi motivi. In primo luogo, essi permettono di studiare le strutture stellari e gli stadi avanzati dell'evoluzione di una stella. Infatti, il periodo e l'ampiezza delle pulsazioni sono direttamente legati a diverse caratteristiche della stella stessa, tra cui: la luminosità, le perdite di massa dovute ai venti stellari e la conseguente formazione di polveri interstellari. In secondo luogo, gli LSP sembrano essere collegati al processo di perdita di massa dalle stelle giganti rosse evolute, il quale inietta energia e momento nel mezzo interstellare e lo arricchisce dei prodotti della nucleosintesi stellare, contribuendo all'evoluzione chimica e dinamica della galassia. Questi sono tutti elementi fondamentali per la formazione di nuove stelle. Le stelle di popolazioni più recenti sono, infatti, caratterizzate da più grande varietà di elementi, e in particolare di metalli, creati dall'esplosione di stelle di popolazioni più vecchie. È inoltre importante notare che tra gli elementi persi dalla stella e rilasciati nell'ambiente interstellare, a causa dei venti, sono presenti anche C ed O, che sono alla base della vita biologica nell'Universo. La *mass-loss* è importante anche perché, rimuovendo l'inviluppo stellare durante le fasi avanzate della vita della stella, interrompe l'evoluzione stellare.
Dalle teorie più recenti sulle origini degli LSP, si parla di ipotetici esopianeti (Livio and Soker, 1984; Retter, 2005; Soszyński et al., 2021), orbitanti attorno alla gigante rossa, che diventano nane brune grazie all'accrescimento in massa dovuto ai venti stellari. Una rivelazione degli LSP permetterebbe quindi anche di individuare gli esopianeti.

Capitolo 2

Modelli Proposti

I modelli proposti per spiegare le origini degli LSP sono vari, vediamo di seguito un elenco delle soluzioni proposte al problema degli LSP, raggruppandole in tre categorie:

- spiegazioni basate su convezione, rotazione o attività stellare;
- modelli che hanno a che fare con oscillazioni stellari;
- scenari che prevedono un sistema binario.

2.1 Rotazione e attività stellare

2.1.1 Celle convettive giganti

Stothers and Leung (1971) propongono che gli LSP possano essere interpretati come il tempo di *turnover* convettivo, ovvero il tempo di mescolamento, di celle convettive giganti presenti nell'inviluppo stellare. Questa possibilità viene studiata più a fondo da Stothers (2010), utilizzando modelli più dettagliati, in particolare per quanto riguarda la Mixing Length Theory (MLT). La teoria può spiegare gli LSP osservati nelle giganti rosse di piccola massa, fornendo così un quadro uniforme e coerente per tutte le variabili rosse semi-regolari. In breve, un ipotetico segnale periodico potrebbe essere dovuto al tempo-scala di queste celle convettive, tramite la relazione:

$$t_{\mathrm{conv}} = \frac{l}{v_{\mathrm{c}}} \tag{2.1}$$

dove l indica l'estensione della cella convettiva e v_{c} la velocità di convezione. Si raggiungono periodi significativamente più lunghi del FM solo quando l tende al raggio stellare R, e se la convezione è subsonica ($v_{\mathrm{c}} < c_{\mathrm{s}}$). Si ottengono così valori di luminosità e velocità radiale con ordini di grandezza concordi a quelli delle osservazioni effettuate (Stothers, 2010).

Vediamo più in dettaglio il funzionamento della MLT. Essa permette di semplificare lo scenario della convezione, traducendo i moti caotici in un calcolo monodimensionale, a simmetria sferica, approssimando le celle a bolle di gas che attraversano una distanza radiale pari alla "lunghezza di mescolamento" l (mixing length), per poi dissolversi perdendo la propria identità e scambiando calore con l'ambiente circostante. l è un parametro libero, di valore sconosciuto a priori, che si ricava dalla relazione $l = \alpha_{\mathrm{MLT}} H_P$. Il parametro deve essere calibrato con i valori determinati dal confronto tra i modelli teorici con i dati osservativi. H_P è l'altezza di scala di pressione, ovvero la distanza radiale lungo la quale P cambia di un fattore e. Per stelle supergiganti rosse (red supergiants, RSG) si ha tipicamente $\alpha_{\mathrm{MLT}} \approx 2 - 4$ (Chun et al., 2018; Goldberg et al., 2022). Notiamo che la velocità di convezione e il flusso convettivo sono entrambi ricavabili dalla MLT e sono legati alla nozione di superadiabaticità, che esprime di quanto il gradiente di temperatura osservato eccede il valore del gradiente nel caso adiabatico:

$$ {v_{\mathrm{c}}}^2 = gQ(\nabla - \nabla_{\mathrm{e}}) \frac{l^2}{\nu H} \tag{2.2} $$

Nel caso di inviluppi convettivi estesi nelle RGB, AGB e RSG, allora è soddisfatta la richiesta $l \sim R$; infatti, alti valori di H_P generano celle di convezione di dimensioni sufficientemente estese, come ottenuto sia dalle simulazioni teoriche che dalle osservazioni. Dagli studi su Betelgeuse (Goldberg et al., 2022, 2024; Joyce et al., 2020), una delle RSG meglio osservate, si può collegare raggio stellare, velocità convettiva e LSP con una relazione del tipo:

$$ v_{\mathrm{c,LSP}} = \frac{R}{P} = 2.8 \frac{\mathrm{km}}{\mathrm{s}} \left(\frac{R}{764 \mathrm{R}_\odot} \right) \left(\frac{P}{2170 d} \right)^{-1} . \tag{2.3} $$

Per velocità convettive tipiche di una RSG ($\sim 5 - 25$km/s) si ottengono periodi dello stesso ordine di grandezza degli LSP osservati. Vediamo adesso quali sono le difficoltà incontrate nell'adattare questo modello ai dati osservati per gli LSP. Innanzitutto, poiché le convezioni su grande scala sono osservate nella maggior parte delle giganti fredde, ci si aspetterebbe di rivelare gli LSP in tutte queste stelle. In realtà invece, gli LSP sono stati osservati in circa il 30% dei casi (Nicholls et al., 2009; Soszyński et al., 2021).
Bisogna considerare anche la persistenza del fenomeno; infatti, i moti convettivi non rimangono coerenti nel tempo, mentre gli LSP hanno una natura relativamente stabile. Takayama (2023) ha dimostrato che nella LMC e nella SMC le stelle che mostrano variazioni di durata dei periodi degli LSP sono solamente l'1.5% e il 2.3%, rispettivamente.

2.1.2 Interazione tra modi di pulsazione

Questo modello presuppone che modi di pulsazione diversi possano interagire tra di loro, andando a determinare periodi di variabilità fotometrica sufficientemente lunghi da ricadere nella categoria degli LSP. Tuttavia questo processo produce una variazione periodica di ampiezza, ma non è in grado di spiegare le variazioni nella luminosità media della stella. Inoltre, se a causare gli LSP fossero interazioni tra modi diversi, dovrebbe essere possibile individuare le rispettive frequenze nello spettro di frequenza delle stelle che mostrano LSP, cosa che non risulta dalle osservazioni. Per esempio, nello studio di Betelgeuse di Goldberg et al. (2024), invece di risultare un segnale indipendente, l'LSP sarebbe strettamente legato alle frequenze di FM e 1O, con sfasamenti del 19% e 10% rispettivamente.
Infine, le interazioni tra modi dovrebbero influenzare la struttura dell'inviluppo all'interno del quale i modi si propagano, facendo sì che nello spettro di oscillazione siano visibili frequenze di combinazione. Goldberg et al. (2024), ad esempio, hanno analizzato un vasto assortimento di dati osservativi per Betelgeuse senza trovare evidenza a supporto di questa spiegazione.

2.1.3 Rotazione differenziale

Nel tentativo di dimostrare l'origine delle curve di luce caratteristiche degli LSP, Wood et al. (2004a) propongono che le stelle che presentano il fenomeno abbiano forme di "sferoidi prolati rotanti", ovvero con raggio polare maggiore rispetto a quello equatoriale. Tuttavia per sostenere il modello sono richieste velocità di rotazione troppo elevate rispetto a quelle osservate. Inoltre, la rotazione di un corpo solido di questo tipo non sarebbe in grado di giustificare l'evidente relazione P-L osservata nel diagramma periodo-luminosità. È stato successivamente proposto un modello che prevede una rotazione di tipo differenziale. Questo è possibile poiché le stelle massicce di MS sono caratterizzate da una rotazione del *core* con velocità circa 100 volte superiore (Heger et al., 2000) rispetto a quella della superficie. Tuttavia questa relazione non è necessariamente preservata durante le fasi successive dell'evoluzione. Mosser et al. (2024) studiano la rotazione differenziale durante la fase di bruciamento dell'elio nel *core* stellare per giganti rosse di piccola massa, usando un modello semplice a tre zone che consiste di un *core* di elio denso circondato da uno strato radiativo con un profilo di rotazione regolare, circondato a sua volta da un inviluppo convettivo rigido. Assumendo che tale modello sia valido anche per stelle di range di massa maggiore, allora il tasso di rotazione del *core* in questo tipo di stelle diminuisce con

l'inverso del quadrato del raggio stellare ($\propto \frac{1}{R^2}$).
L'applicazione del modello ad un caso di LSP noto è stata fatta da Goldberg et al. (2024) per Betelgeuse; essi hanno ottenuto che il *core* ruota con un tasso di circa 400 giorni, molto minore dell'atteso valore di $\sim$ 2100 giorni per il periodo degli LSP. Quindi nel caso di Betelgeuse, la rotazione differenziale del *core* non è un modello accettabile. In ogni caso, Jermyn et al. (2020) dimostrano che la rotazione differenziale è molto bassa per stelle con grandi inviluppi convettivi, che sono presenti durante la fasi di RGB e AGB interessate dal fenomeno degli LSP.
Questo rende possibile scartare anche il modello di rotazione differenziale come origine degli LSP.

2.1.4 Magnetismo

I fenomeni magnetici giocano un ruolo fondamentale nell'evoluzione stellare; un esempio importante è il funzionamento del ciclo magnetico solare. Il processo che genera il campo magnetico nel Sole è noto come dinamo solare. A causa della rotazione differenziale del Sole, in cui la superficie all'equatore ruota più velocemente rispetto ai poli, il campo magnetico, inizialmente di tipo poloidale, viene distorto. Le linee di campo magnetico vengono avvolte e piegate, emergendo verso la superficie solare come campi toroidali. Questo processo porta alla formazione delle macchie solari, che sono una delle prove osservative più chiare di una periodicità nell'attività magnetica del Sole.
Il modello teorico proposto in questa sezione suggerisce che cicli magnetici simili possano esistere in altre stelle e che questi possano spiegare gli LSP. Soszyński and Udalski (2014) dimostrano che le curve di luce degli LSP sono essenzialmente identiche a quelle delle stelle variabili con una macchie stellari sulla fotosfera. Gli articoli a sostegno della teoria sono due in particolare: Soker and Clayton (1999) applicano il modello alle AGB, mentre Wood et al. (2004b) lo applicano alle RSG.
Le problematiche riscontrate sono invece esaminate da Olivier and Wood (2003). Essi sostengono che l'attività della cromosfera possa essere legata alle origini degli LSP per mezzo dell'attività magnetica della stella, ma individuano due problemi fondamentali: da una parte il modello non giustifica le variazioni della velocità radiale, dall'altra le variazioni di cromaticità nelle variabili osservate nella LMC sono inconsistenti con il moto delle macchie solari (Takayama et al., 2015; Wood et al., 2004a). Takayama et al. (2015), in particolare, esaminano le variazioni di luce e di colore dovute alla comparsa di una macchia scura su una gigante rossa; essi costruiscono un modello costituito da un sistema binario composto da una stella gigante rossa in rotazione con una macchia isotermica, a geometria circola-

re, e con una compagna orbitante abbastanza debole da non essere rivelata. Tuttavia, il modello creato fallisce nel riprodurre le variazioni di luce e colore dovute al fenomeno LSP nelle stelle O-rich.
Un altro problema riguarda la durata dei cicli magnetici; infatti, al contrario del Sole, stelle che percorrono il RGB e la AGB dovrebbero avere cicli di durata ben superiore agli 11 anni stimati per il Sole. I campi magnetici in questi tipi di stelle non hanno ancora cicli ben studiati, ma per quanto riguarda il Sole il periodo è del tipo:

$$T_{\text{solar}} \sim \frac{R^2}{\eta} \tag{2.4}$$

con R raggio stellare e η diffusività magnetica, che è funzione della scala dei moti convettivi e della conduttività della stella. Andando a sostituire i valori per stelle che mostrano gli LSP, i cicli magnetici aumentano notevolmente in durata.
Poiché i periodi degli LSP sono invece generalmente minori di 11 anni, i cicli magnetici sono difficilmente una spiegazione accettabile per il fenomeno.

2.2 Modelli con Pulsazioni Stellari

Visto il successo della teoria delle pulsazioni nello spiegare una grande varietà di osservazioni di variabilità stellare periodica, sono stati proposti con diverse modalità dei modelli che prevedono pulsazioni di tipo radiale e, con popolarità maggiore, pulsazioni non-radiali, per spiegare gli LSP. Analizziamo nel seguito entrambe le classi di pulsazione.

2.2.1 Pulsazioni radiali

Possibilità che gli LSP siano FM

Vista la difficoltà nell'identificare i periodi multipli di variabilità nelle giganti rosse con modi di pulsazione (Trabucchi et al., 2017; Wood, 2015), esiste in teoria la possibilità che gli LSP siano in realtà dovuti al modo di pulsazione radiale più lungo, cioè il FM. Nel caso specifico di Betelgeuse, Saio et al. (2023) propongono che il periodo di variabilità classicamente identificato con il LSP, di ≈ 2100 giorni, possa essere il FM. Se questo fosse il caso, la stella non presenterebbe affatto l'LSP e il problema sarebbe risolto alla radice. Vediamo però perché questa ipotesi non è accettabile.
Joyce et al. (2020) notano innanzitutto che una periodicità di ≈ 2100 giorni non può essere giustificata da un meccanismo di *driving* come il $\kappa-$*mechanism*. Infatti, non sono in grado di riprodurlo con simulazioni numeriche, né da modelli di oscillazioni lineari eseguite con i codici GYRE (Townsend and Teitler, 2013; Townsend et al., 2018), né con quelli idrodinamici monodimensionali per mezzo di MESA (Jermyn et al., 2023).

MacLeod et al. (2023) studiano l'effetto del *Great Dimming* sui periodi dei modi di oscillazione, notando che il FM viene perturbato, diventando una sovrapposizione di overtoni. Anche MacLeod et al. (2023) sfruttano i calcoli di GYRE sia nel caso adiabatico, che non: il risultato dei calcoli, confermato anche da Jadlovský et al. (2024), è che, a seguito dell'oscuramento di Betelgeuse il modo dominante è passato dal FM al primo overtono. In generale, le variabili SR possono scambiare l'energia delle pulsazioni tra gli *p-modes*, quindi il passaggio da FM a 1O è energeticamente accettabile, mentre il passaggio da FM a LSP non lo è. Solitamente in questo tipo di stelle gli scambi di energia si verificano per periodi con una risonanza $2:1$ come avviene per i periodi di 400 e 200 giorni per Betelgeuse (Buchler et al., 2004). Il fatto che, successivamente al *Great Dimming* il periodo dominante sia passato da 400 a 200 è un'indicazione importante del fatto che sia proprio 400 giorni il periodo corrispondente al FM.
Vediamo inoltre che, per produrre un periodo fondamentale di ≈ 2100 giorni è richiesto un raggio di $\approx 1330\,\mathrm{R}_\odot$, come ottenuto da Saio et al. (2023). Questa stima è fortemente in contrasto con le osservazioni effettuate, dalle quali si ottengono valori superiori a $1100\,\mathrm{R}_\odot$ solamente a frequenze d'onda maggiori, per le quali si osservano anche gli strati molecolari esterni alla fotosfera (Cannon et al., 2023; O'Gorman et al., 2017).
Per concludere, abbiamo un'evidenza evolutiva a dimostrare che il periodo più lungo è effettivamente un LSP. Infatti, Neuhäuser et al. (2022) mostra che Betelgeuse ha attraversato recentemente il gap di Hertzsprung nel diagramma HR. Questo colloca la stella nelle prime fasi di bruciamento dell'elio, in disaccordo con le implicazioni di un modo fondamentale di 2100 giorni, che richiederebbero che la stella fosse nella fase di *core-carbon-burning*.

Meccanismo κ della polvere

Uno dei meccanismi di driving delle pulsazioni è il $\kappa-$*mechanism*, un meccanismo di pulsazione *self-excited* modulato dall'opacità. Nell'approssimazione di Kramers, quest'ultima dipende da densità e temperatura come:

$$\kappa \propto \rho^a T^b \tag{2.5}$$

Ovvero, dato $b > 0$, a una compressione e surriscaldamento corrisponde un aumento di opacità. Ne segue una riduzione del flusso radiativo, un accumulo di energia e un aumento della pressione del gas, che produce un'espansione degli strati esterni della stella. L'espansione è accompagnata da un raffreddamento e quindi da un calo di opacità, che permette di smaltire l'eccesso di energia e risulta in una nuova fase di compressione. Un processo di questo tipo può avvenire anche in un ambiente circumstellare ricco di polvere.

Winters et al. (1994) e Hoefner et al. (1995) sostengono che le variazioni di opacità nella regione atmosferica della stella possono determinare l'instaurazione del meccanismo κ, come dimostrato tramite simulazioni idrodinamiche che includono la trattazione del trasporto radiativo e della formazione di polvere. Inoltre, Hoefner et al. (1995) ottiene un modello di venti stazionari, che mostrano la formazione di polveri e di onde d'urto, dimostrando in modo indipendente la presenza di un meccanismo κ indotto dalla polvere.
La relazione tra il periodo delle pulsazioni (Π) e la densità media della stella segue:

$$\Pi \propto \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}} \propto R^{3/2} \tag{2.6}$$

dove la seconda proporzionalità presuppone che la massa sia dominata dal materiale stellare e non dalle polveri. Prendiamo per esempio una stella caratterizzata da una proporzione $LSP : FM \sim 5$, visto che il FM è un'oscillazione confinata entro il raggio fotosferico (ottico o IR), il raggio associato alle variazioni di RV sia ~ 3 volte il raggio stellare. Questa semplice stima è coerente con il posizionamento all'interno della regione sondata dalle osservazioni radio; questo indica una presenza significativa di polveri circumstellari, da 2 a 6 raggi stellari.
Un altro vantaggio del meccanismo κ della polvere è la capacità di riprodurre simultaneamente il comportamento cromatico degli LSP e spiegare i minimi osservati nell'IR, apparentemente determinati dalla presenza di polveri di fronte alla stella lungo la linea di vista (Percy and Shenoy, 2023; Soszyński et al., 2007, 2021). Le pulsazioni proposte, se capaci di coinvolgere la stella nella sua interezza, sono in grado di spiegare lo sfasamento tra curva di luce e RV tra gli LSP, dove il minimo di luminosità (ovvero una grande presenza di polveri) è posizionato poco dopo il massimo in RV (la velocità radiale della fotosfera è bassa, ma in aumento).
Wood et al. (2004b) riprende gli argomenti precedenti, notando però alcune importanti problematiche. Infatti, poiché il $\kappa-mechanism$ della polvere è localizzato nell'atmosfera, non può spiegare variazioni di velocità radiale associate al gas fotosferico. Notiamo, infine, che grandi variazioni di luminosità e raggio stellare, dovrebbero naturalmente coinvolgere cambiamenti significativi nella T_{eff}, che non sono invece visti nelle stelle con LSP (e.g. in Betelgeuse, Goldberg et al. (2024)).
Concludiamo quindi che, nonostante alcuni tipi di pulsazioni con origini esterne alla stella siano capaci di spiegare la fase della RV e gli LSP, non c'è una spiegazione accettabile perché queste variazioni avvengano senza cambiamenti rilevabili nella temperatura efficace.

2.2.2 Oscillazioni non-radiali

Affinché i modelli di oscillazioni non radiali siano in grado di rappresentare gli LSP è necessario che essi prevedano un meccanismo di *driving* capace di generare pulsazioni con frequenze minori del FM. Non si può, allora, trattare di oscillazioni acustiche, che sono caratterizzate da frequenze che non possono scendere al di sotto del FM. Questi meccanismi possono essere intrinseci alla stella, oppure dovuti a delle forze esterne. Consideriamo di seguito delle sorgenti di pulsazioni non-radiali di tipo intrinseco.

Strange modes

Wood (2000) introduce, almeno teoricamente, una nuova famiglia di pulsazioni, gli *strange modes*, che si verificano a causa dell'interazione tra le oscillazioni stellari e il trasporto convettivo di energia. Tutti i modi trovati sono altamente smorzati (vedi anche Wood and Olivier, 2014); tuttavia, è possibile che un diverso trattamento della convezione possa portare a modi instabili in grado di spiegare gli LSP osservati in alcune giganti rosse. A supporto di questa spiegazione c'è lo studio di Hinkle et al. (2002), i quali hanno studiato un campione di 6 SRV con variazioni di velocità radiale incompatibili con i moti orbitali (cioè l'altro principale scenario per gli LSP, vedi sezione 2.3), e proposto una pulsazione di natura ancora ignota per spiegarne gli LSP, schierandosi a favore degli *strange modes*. Più recentemente, Saio (2009) ha descritto meglio gli *strange modes*: essi appaiono in ambienti estremamente non-adiabatici, dove l'energia di pulsazione è fortemente confinata in una regione in cui la pressione di radiazione è molto più grande della pressione del gas. L'instabilità genera una coppia di modi di pulsazione: uno fortemente eccitato e uno fortemente smorzato, a causa di una significativa differenza di fase tra i massimi di pressione e densità.
Saio et al. (2015) cercano di conciliare questo nuovo modo di oscillazione con gli LSP, con risultati almeno in parte positivi. Le ampiezze di oscillazione degli *strange modes* sono limitate, poiché sono localizzate solamente negli strati non adiabatici più esterni, dove il flusso di energia radiativa è più importante del flusso di energia convettiva. I periodi dei modi convettivi aumentano con la luminosità e i tassi di crescita sono paragonabili ai periodi di oscillazione. La relazione P-L, espressa della sequenza D del diagramma periodo-luminosità, è coerente con le previsioni, se si adotta un valore $\alpha = 1.2$, per il parametro della MLT. Tuttavia, la temperatura effettiva della sequenza di giganti rosse della LMC è troppo elevata per corrispondere al valore scelto; essa è coerente, invece, con modelli con $\alpha = 1.9$, che prevedono periodi troppo brevi per rappresentare efficacemente

gli LSP.

g-modes

I *g-modes* sono un tipo di oscillazioni stellari in cui la forza di richiamo è dovuta alla gravità sotto forma di spinta di galleggiamento. Questi modi di pulsazione sono caratterizzati da periodi più lunghi rispetto ai modi precedenti e frequenze inferiori al FM radiale, con spostamenti di massa che avvengono principalmente in direzione non-radiale. Sono stati introdotti come possibile soluzione da Wood et al. (1999), ma sono parzialmente in contrasto con la struttura degli inviluppi delle RSG.
Sia Wood et al. (2004b) che Takayama et al. (2015), concordano che i *g-modes* si sviluppano nella zona radiativa, che nelle stelle con LSP è, se presente, molto sottile e situata all'esterno dell'inviluppo convettivo. Le dimensioni di questa regione limitano lo sviluppo delle ampiezze delle oscillazioni, rendendo impossibile la giustificazione delle ampiezze di variazioni della luminosità e della velocità radiale per il fenomeno degli LSP. Goldberg et al. (2024), nell'analisi che propongono rispetto a Betelgeuse, affermano che modi di questo tipo, con ampiezze sufficientemente elevate da permettere l'osservazione astronomica, prevedono l'esistenza di una regione radiativa estesa e in quiete, vicina alla superficie della stella, nella quale il modo di oscillazione può propagarsi liberamente. Questo strato ipotetico non è stato rivelato né da calcoli teorici, né dalle osservazioni. Inoltre, anche considerando oscillazioni con origini nel *core*, a causa dell'estesa regione convettiva di Betelgeuse, i modi si indebolirebbero enormemente durante l'attraversamento, risultando così non osservabili sulla superficie.
Gli *g-modes* sono quindi in grado di riprodurre i periodi degli LSP, ma non le loro ampiezze delle oscillazioni, indipendentemente dal luogo di origine all'interno della stella.

2.3 Binarietà

Vediamo di seguito in che modo un sistema binario potrebbe spiegare la comparsa degli LSP. Questo tipo di soluzioni sono quelle più accreditate in quanto capaci di spiegare tempi scala lunghi e periodi circa costanti.

2.3.1 Variabili ellissoidali

È noto che la sequenza E del diagramma periodo-luminosità può essere ricondotta a sistemi binari con una componente ellissoidale (Soszyński and Udalski, 2014). La parziale sovrapposizione delle sequenze E e D è una delle evidenze principali a supporto dell'idea

che una soluzione simile possa spiegare anche il fenomeno degli LSP.
Il sistema binario, considerato in questa sezione, è composto da una gigante rossa e da una compagna, solitamente una stella nella MS; quest'ultima è invisibile alle osservazioni a causa delle piccole dimensioni. Neanche le eclissi sono direttamente osservabili, ma dai dati è possibile vedere la deformazione della gigante rossa. Infatti, orbitando attorno alla stella principale, la compagna la attira verso di sé e, per effetti mareali, determina una deformazione ellissoidale della gigante stessa. Le variazioni della luminosità sono determinate da come la stella viene vista dall'osservatore ad ogni istante; maggiore la superficie visibile, maggiore la luminosità associata. Secondo questo modello, la rotazione del corpo ellissoidale dovrebbe determinare la variabilità della quantità di luce, emessa dal sistema, di modo che, per ogni orbita, la curva di luce dovrebbe avere due massimi e due minimi. Ovvero, è stato osservato che i periodi della RV sono spesso di durata doppia rispetto a quelli fotometrici (Gaia Collaboration et al., 2023; Nicholls et al., 2009). Ad oggi, nessuna stella appartenente alla sequenza D ha mostrato una tale relazione tra i cicli della RV e della curva di luce.
Notiamo inoltre che, con i dati di Nicholls et al. (2009, 2010), la divisione delle sequenze E e D appare netta e non giustifica una causa comune ai periodi delle due sequenze. Recentemente Gaia Collaboration et al. (2023) hanno studiato un campione di stelle candidate come LPV di quasi 2 milioni di sorgenti candidate, di queste si è trovato che la maggior parte (88%) sono LPV, delle quali circa una metà mostrano gli LSP, mentre il restante 12% sono sorgenti candidate come binarie ellisoidali. Gaia Collaboration et al. (2023) osservano che le giganti rosse ellissoidali sono caratterizzate da grandi ampiezze di variazioni della velocità radiale (maggiori rispetto alle stelle pulsanti), e piccole ampiezze di variazioni fotometriche. Al contrario, gli LSP hanno ampiezze piccole associate alla velocità radiale e grandi per quanto riguarda le variazioni di luminosità. Questo implica che a parità di periodo e di ampiezza fotometrica, le variabili ellittiche hanno grandi variazioni della RV, mentre gli LSP hanno variazioni molto minori. Ovvero, le orbite dei sistemi binari associati agli LSP sarebbero molto maggiori rispetto a quelle dei sistemi binari con variabili ellissoidali. Infatti, gli elevati periodi degli LSP, implicano orbite ampie e, quindi, piccole ampiezze di velocità radiale.
Infine, Nicholls et al. (2010) hanno dimostrato che le stelle appartenenti alla sequenza E non hanno evidenza di eccessi di emissione nel mid-IR ad indicare presenza di polveri circumstellari, che caratterizzano invece le stelle della sequenza D.

2.3.2 Binarie simbiotiche

Le binarie simbiotiche sono dei sistemi nei quali la stella principale, solitamente una gigante rossa, è orbitata da una WD, che cresce in massa grazie alla stretta relazione tra le compagne, legate da flussi di materia dalla stella gigante, verso la nana bianca. I trasferimenti di massa in favore della nana bianca, determinano variazioni di luminosità e spettri molto complessi (Hinkle et al., 2009). Proprio a causa di questo accrescimento, gli spettri mostrano linee di emissione a temperature elevatissime, che non sono viste né nella sequenza D, né nella E (Nicholls et al., 2009).

2.3.3 Oscillazioni indotte dagli effetti mareali

Le oscillazioni indotte dagli effetti mareali sono un altro tipo, diverso da quelli presentati nella sezione 2.2.2, di oscillazioni non-radiali che si sviluppano in ambienti fortemente non-adiabatici. Infatti, quando è la compagna binaria a indurre oscillazioni nella stella principale per azione delle forze mareali, il tempo-scala dell'orbita della compagna determina le variazioni nella velocità radiale, mentre le oscillazioni della stella principale causano le fluttuazioni nella luminosità.
Goldberg et al. (2024) applica il modello al caso di Betelgeuse, sostenendo che una modulazione di questo tipo ricade sempre nei *p-modes*, ovvero nelle oscillazioni di tipo acustico, che sono limitate dal raggio. Infatti in questo caso le oscillazioni avvengono nel tempo-scala dinamico:

$$T_{\mathrm{dyn}} = \frac{R}{c_{\mathrm{s}}} \tag{2.7}$$

La relazione è valida se Betelgeuse risulta fortemente distorta, tenendo conto che perché la distorsione del potenziale di Roche sia sufficientemente elevata, è necessario che il periodo dell'orbita sia breve ($\sim FM$). Questo implica che modi di oscillazione dovuti all'azione della marea non possono avere frequenza molto minore rispetto al modo fondamentale.
Proviamo adesso ad affrontare il problema ragionando al contrario, considerando un potenziale del sistema orbitale capace di generare un modo di pulsazione che agisce su tutto il sistema. In questo caso, se il mezzo che subisce la pulsazione è una shell di polveri che contiene entrambi i corpi, allora non è chiaro come le pulsazioni possano avvenire in un ambiente con denistà così bassa. Possiamo considerare però il caso in cui le pulsazioni determinano cambiamenti nello strato di polveri capaci di modificare la luminosità e il comportamento cromatico osservato. Se la modulazione di RV ed il periodo dell'oscillazione indotta dall'azione mareale fossero in una risonanza $1:1$, questo sarebbe in grado di spiegare la variazione di RV che avviene con T_{eff} all'incirca costante. Tuttavia questo

scenario è indipendente dall'orientamento rispetto all'osservatore e quindi non spiega il ricorrente sfasamento tra curve di luce e di RV.

2.3.4 Modello binario con compagna circondata da polveri

La prima proposta di una soluzione che prevede un modello binario risale a Wood et al. (1999). Egli avanza l'idea che gli LSP siano causati dall'eclissi della stella AGB da parte di una nube di polveri, accresciuta in materia, che circonda una compagna binaria invisibile. Secondo questo modello, la gigante rossa ha un raggio sufficientemente grande da riempire il proprio lobo di Roche e trasferire massa sulla compagna per "Roche lobe overflow". Anche se il lobo di Roche non è interamente riempito, il trasferimento di massa può avvenire grazie alla presenza di un intenso vento stellare. Questo modello può essere considerato una prima forma del modello poi ripreso da Soszyński et al. (2021) del sistema binario con compagna circondata da polveri interstellari. Il modello di Soszyński et al. (2021) ha però una caratteristica fondamentale, che lo pone un passo avanti rispetto ai modelli precedenti. Egli propone che la compagna del sistema binario nasca in realtà come un pianeta di tipo gioviano e diventi una nana bruna (brown dwarf, BD) o una stella di massa molto piccola, tramite accrescimento. Questa proposta è basata sugli studi precedenti di Livio and Soker (1984) e Retter (2005).
Voglio soffermarmi prima sui modelli precedenti a questo, ovvero sul sistema binario descritto da Nicholls et al. (2009). Essi, infatti, presentano un sistema più semplice, senza parlare di un'ipotetica nube di polveri. Gli autori propongono questo modello come spiegazione soddisfacente della forma delle curve di luce ottenuta dai dati di MACHO e OGLE, ma riportano anche alcune criticità del modello. Sono presenti due problematiche fondamentali:

1. Dai dati utilizzati nella ricerca, gli autori ottengono i seguenti valori per una stella tipica della sequenza D: l'ampiezza di velocità è 3.5 Km/s, la massa totale del sistema è all'incirca 1.5 $M_\odot$, la separazione orbitale è circa 1.4 au e la compagna ha massa 0.09 $M_\odot$. La compagna sarebbe quindi una nana bruna, ma, dalle osservazioni, è noto che tra le compagne delle stelle nella MS, le BD sono piuttosto rare rispetto a corpi tipo stelle più massive e pianeti (si parla infatti di "brown dwarf desert"). Si calcola che solo lo 0.86% delle stelle di piccola massa della MS hanno questo tipo di compagne, mentre circa il 30% di queste stelle mostra LSP durante la AGB. Questo rende molto improbabile una soluzione di questo tipo.

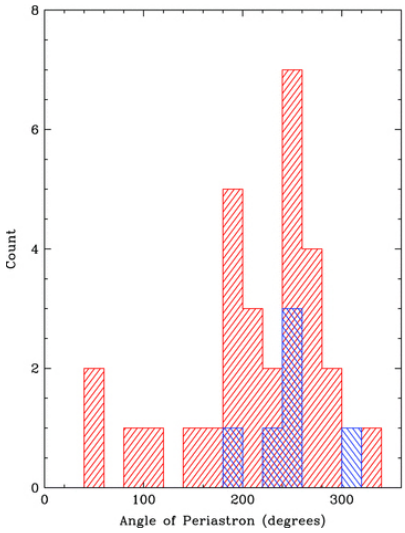

Figura 2.1: Distribuzione dell'angolo di periastro, ω. In rosso sono riportati i dati dello studio di Nicholls et al. (2009), in blu invece i dati dei campioni combinati di Hinkle et al. (2002) e Wood et al. (2004b), eliminando rispettivamente due stelle per Hinkle e una per Wood, a causa di errori troppo elevati.

2. Per quanto riguarda invece il problema posto dall'angolo di periastro, vediamo che difficilmente si tratta di una distribuzione casuale dell'angolo. Facciamo riferimento alla figura 2.1 per supportare i dati ottenuti dallo studio di Nicholls et al. (2009), secondo i quali la mediana della distribuzione è 227°. Notiamo che uno studio analogo, fatto sulla LMC e sulla Via Lattea da Hinkle et al. (2002) e Wood et al. (2004b), mostrano lo stesso tipo di picco. Questo fa presupporre che gli LSP abbiano causa comune in tutte le galassie. Tuttavia la probabilità che la distribuzione degli angoli di periastro osservata sia consistente con una distribuzione uniforme è del $1.4 \cdot 10^{-3}$.

Mentre l'angolo di periastro rimane una problematica ancora oggi irrisolta, la massa della stella è giustificabile con i modelli più recenti citati, che prevedono che la compagna binaria nasca come pianeta e accresca poi a causa dei venti stellari della RG. Vediamo quindi il modello di Soszyński et al. (2021) più nel dettaglio, partendo dai vantaggi di una simile teoria.

Il modello è noto come scenario di occultazione, poiché prevede una compagna binaria in grado di "trascinare" una nube di polveri e gas lungo la linea di vista dell'osservatore, eclissando la gigante rossa. I vantaggi di una teoria di questo tipo sono diversi:

1. spiega in modo naturale tempi-scala maggiori degli FM

2. permette modulazioni della RV nei tempi-scala degli LSP

3. non prevede cambiamenti significativi della T_{eff}

4. spiega il comportamento cromatico collegandolo alle polveri

Questo modello è anche una giustificazione ragionevole del perché la sequenza D sembra estendersi a partire dalla sequenza E.
L'obiettivo della ricerca di Soszyński et al. (2021) è quello di sfruttare le abbondanze di gas circumstellare, legate alla presenza degli LSP, per osservare le variazioni dell'emissione nell'IR. Se il corpo secondario è circondato da polveri che emettono nell'IR, allora osservando nel mid-IR, si dovrebbero osservare due minimi, dovuti rispettivamente: all'eclissi già nota, della RG da parte della compagna, e all'eclissi secondaria, durante la quale la compagna si trova "dietro" alla RG, dal punto di vista dell'osservatore posto sulla Terra. Nel secondo caso è l'emissione termica nell'IR della nube di polveri a venire occultata dal disco stellare della gigante rossa.
(Soszyński et al., 2021) analizzano un campione di 700 stelle con LSP caratterizzati da curve stabili e sufficientemente campionate nell'IR, i dati sono presi dall'archivio NEOWISE-R (Mainzer et al., 2014). Si riporta in figura 2.2 la differenza tra le curve di luce nell'ottico, dai dati di OGLE, rispetto ai dati ottenuti nei mid-IR.

Studiando la posizione dei minimi secondari viene determinata la traiettoria delle orbite delle compagne: se il minimo secondario è simmetrico tra i primari, si tratta di un'orbita circolare, mentre, al crescere dell'asimmetria, cresce l'eccentricità delle orbite. I risultati ottenuti sono in accordo con la "tidal circularization theory", secondo la quale, con il passare del tempo, le orbite tendono ad acquisire una forma sempre più circolare per effetto delle forze mareali in atto tra i corpi del sistema binario.
I minimi secondari sono stati rivelati in circa 350 sorgenti. Bisogna però notare che altrettante sorgenti analizzate non mostrano questo comportamento.
Percy and Shenoy (2023) analizzano più a fondo la proposta di Soszyński et al. (2021), evidenziando le problematiche fondamentali: riprendendo il problema dell'angolo di periastro è infatti inevitabile che, se si considera una distribuzione arbitraria di inclinazioni, allora il numero di sistemi binari debba essere maggiore rispetto al numero di LSP individuabili. Devono infatti essere presenti sistemi visti "face-on" nei quali le eclissi non avvengono affatto. È quindi sorprendente che sistemi così comuni non siano stati rilevati prima della scoperta stessa degli LSP.
Percy and Shenoy (2023) fanno anche notare che la formazione di polveri richiede la presenza di metalli e che questo scenario non è interamente consistente con la frequente osservazione di LSP in ambienti relativamente poveri di metalli come gli ammassi globulari

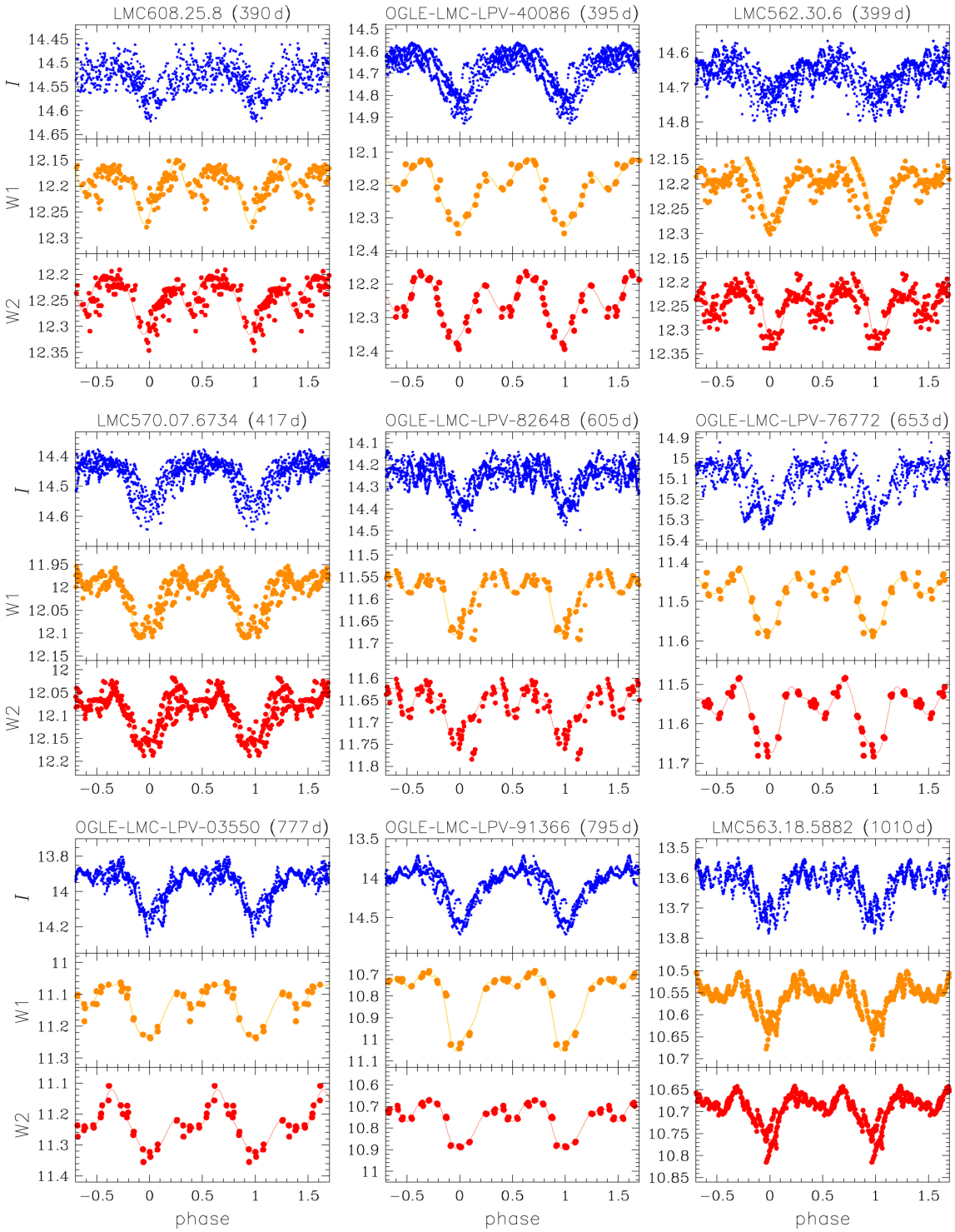

Figura 2.2: Curve di luce del campione di stelle analizzato da Soszyński et al. (2021). In blu la curva in ottico, con i dati di OGLE, in arancione e rosso i dati IR nelle bande W_1 e W_2 di WISE, rispettivamente.

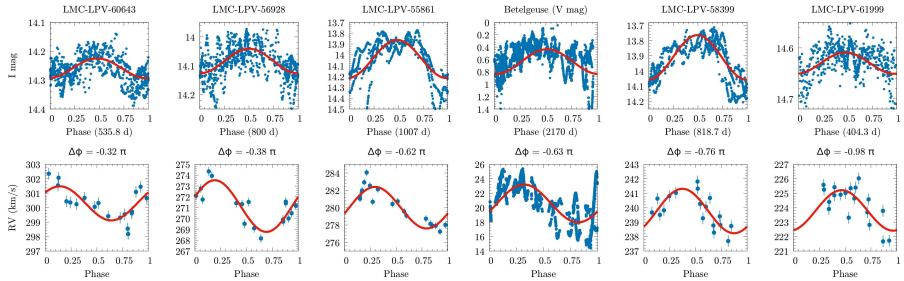

Figura 2.3: Curve di luce in banda I e velocità radiali dai i dati di OGLE. Sono riportati gli adattamenti sinusoidali fatti per le stelle di Nicholls et al. (2009), poste in ordine decrescente di sfasamento. L'immagine è presa dall'articolo Goldberg et al. (2024)

e la Nubi di Magellano.

L'ultima problematica affrontata da Percy and Shenoy (2023) è che Soszyński et al. (2021) selezionano nella propria analisi degli LSP collocati nella parte centrale della relazione P-L del diagramma periodo-luminosità (Fig. 1.5), in modo da avere la certezza di stare analizzando effettivamente LSP. Tuttavia, questo metodo potrebbe involontariamente risultare in un bias o in un errore di selezione dei dati.

2.3.5 Modulazione del materiale circumstellare vicino alla compagna

Questo modello viene proposto da Goldberg et al. (2024), che ne analizzano la validità studiando come esso può essere applicato al caso di Betelgeuse. Gli autori notano che, nelle osservazioni ottenute dalla missione *Gaia* (Gaia Collaboration et al., 2023), il massimo di luminosità avviene con un ritardo di $\pi/2$ rispetto al massimo di velocità radiale. Ovvero, quando la luminosità è al minimo, la velocità radiale risulta in aumento. In particolare, per Betelgeuse lo sfasamento risulta pari a -0.63π. Questo indica che al minimo di luminosità, la gigante rossa inizia ad allontanarsi dall'osservatore, che è la condizione opposta rispetto a quella proposta da Soszyński et al. (2021).

Goldberg et al. (2024) riportano alcuni esempi di stelle osservate da *Gaia*, calcolando lo sfasamento delle curve di luce rispetto alle velocità radiali. Essi rappresentano inoltre lo sfasamento degli LSP calcolato per il campione studiato da Nicholls et al. (2009) e per un campione ristretto degli LSP candidati da Gaia Collaboration et al. (2023). Nella figura 2.3, le distribuzioni dei due set risultano abbastanza concordi, molte stelle hanno sfasamento dell'ordine di $-\pi/2$.

Appare chiaro dalla figura 2.3 che, nonostante il modello della compagna binaria circondata da polveri (Sez. 2.3.4) spieghi con successo le ampiezze della RV e il periodo della LC in Betelgeuse (Goldberg et al., 2024), non riesce a spiegare il valore ricorrente dello sfasamento osservato tra le due curve.

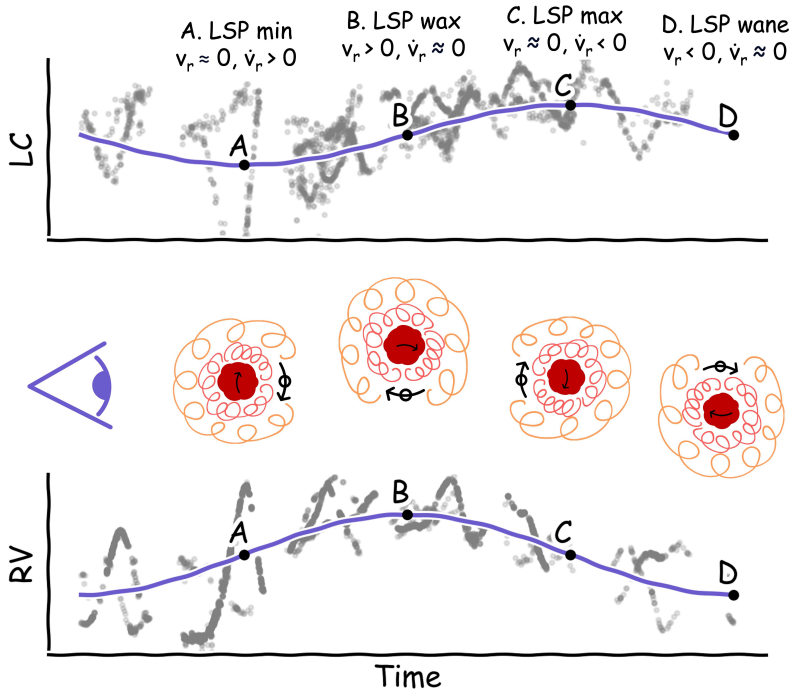

Figura 2.4: Modello teorico dell'effetto di una compagna binaria in grado di "modulare" la nube di polveri. Nella parte centrale dell'immagine è rappresentata la stella (corpo rosso) circondata dal gas circumstellare (linee rosse e arancioni), orbitata dalla compagna (cerchio nero). I moti dei corpi sono rappresentati dalle frecce. Nel pannello soprastante è visibile un ciclo della curva di luce e in quello sottostante le variazioni della RV. La figura è presa dall'articolo Goldberg et al. (2024).

Riportiamo da ultimo la figura 2.4 da Goldberg et al. (2024) per descrivere l'evoluzione delle curve LC e RV rispetto alla posizione occupata dalla compagna binaria nel caso di Betelgeuse. Sono evidenziati in particolare quattro fasi fondamentali di un orbita:

A) RV in aumento corrisponde al minimo di luminosità, la compagna si trova dietro a Betelgeuse e la fotosfera è in accelerazione in allontanamento dall'osservatore;

B) RV è massima quando la luminosità è in aumento, la compagna sta emergendo da dietro Betelgeuse ed è in avvicinamento;

C) RV diminuisce quando la luminosità è massima, la compagna è posizionata di fronte a Betelgeuse, lungo la linea di vista;

D) RV è minima quando la luminosità torna a diminuire, la compagna si allontana dall'osservatore.

Proprio a causa delle problematiche nate dal tentativo di conciliare il modello teorico binario proposto da Soszyński et al. (2021) con lo sfasamento tra LC e RV notato da Goldberg et al. (2024), è necessaria la formulazione di un nuovo modello fisico.

Lo sfasamento tra le curve, riportato in Fig. 2.3, suggerisce un modello nel quale la fotosfera inizia ad allontanarsi dall'osservatore quando la luminosità degli LSP è circa minima. Perché questo si verifichi è necessario che la compagna si trovi all'incirca π in sfasamento rispetto alle polveri che producono il minimo di luminosità dell'LSP. Lo scenario proposto è quindi ben diverso da quello ipotizzato precedentemente, che prevedeva una compagna capace di determinare i minimi/massimi della curva di luce grazie al trascinamento della nube di polveri di fronte alla stella principale, lungo la linea di vista. Il nuovo scenario proposto è quello in cui i tempi-scala degli LSP e di RV sono determinati dal periodo orbitale della compagna, ed è la presenza stessa della compagna a modulare, disperdere o cambiare profondità ottica alle polveri circostanti. In pratica, la compagna "ripulisce" dalla polvere un settore della propria orbita immersa nel guscio di polvere circumstellare della gigante rossa primaria.

Questo modello richiede la presenza di polveri circumstellari ed anche che il tempo impiegato dalle polveri per riformarsi e avvicinarsi alla compagna sia minore del periodo orbitale. La presenza di queste polveri è stata studiata, con risultati soddisfacenti, per Betelgeuse, dove hanno osservato la presenza di materiale circumstellare al di fuori della fotosfera, negli strati molecolari più esterni (Goldberg et al., 2024; Smith et al., 2009). Sia le pulsazioni che la convezione sono processi in grado di determinare perdita di massa periodica o stocastica, che possono aumentare la presenza di polveri circumstellari. Notiamo che il tempo-scala delle pulsazioni (FM, 1O) è necessariamente minore di quello degli LSP, e l'accoppiamento degli effetti di convezione nell'*envelope* con le pulsazioni si pensa possa essere capace di generare venti stellari (Yoon and Cantiello, 2010). La convezione è in grado di creare shock all'interno dell'atmosfera, stratificando il materiale nelle regioni più esterne della fotosfera, al di fuori del raggio di formazione delle polveri, con variazioni che avvengono con il tempo-scala dei *turnover* convettivi (Fuller and Tsuna, 2024).

L'equazione per calcolare questo tempo-scala si ricava da un recente studio di Ma et al. (2024) su Betelgeuse, in cui vengono considerati moti convettivi negli strati più profondi della stella, notiamo che se i tempi sono invece calcolati sulla superficie i risultati sono molto minori:

$$t_{\text{turnover}} \sim \frac{R}{v_{\text{c}}} \sim 0.8\text{yr} \left(\frac{R}{800\text{R}_\odot}\right) \left(\frac{T_{\text{eff}}}{3600\text{K}}\right)^{-\frac{4}{3}} \left(\frac{\rho}{10^{-9}\text{g/cm}^3}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{2.8}$$

Nel caso di Betelgeuse in particolare bisogna anche tenere conto del *Great Dimming*, un fenomeno di oscuramento molto importante osservato tra la fine del 2019 e l'inizio del 2020 (Dupree et al., 2020; Guinan et al., 2019; Harper et al., 2020). Questo fenomeno è stato causato da una nube di polveri formatasi in prossimità della stella, a causa di

una diminuzione locale della temperatura in una regione della fotosfera (Montargès et al., 2021). Il *Great Dimming* è quindi un fenomeno estremo di espulsione della polvere, che ha determinato la formazione di una nube di polveri in tempi-scala minori degli LSP.
Il modello proposto in questa sezione mantiene validi tutti i vantaggi esposti nella sezione precedente Sez. 2.3.4, ma è anche in grado di spiegare la relazione tra curva di luce e di RV osservata in Betelgeuse (Goldberg et al., 2024) ed altre giganti rosse che mostrano LSP nel campione di *Gaia* (Fig. 2.3).

Capitolo 3

Discussione

3.1 Proprietà necessarie

L'obiettivo di questa sezione è quello di stilare un elenco delle proprietà e delle caratteristiche fondamentali necessarie per spiegare il fenomeno che origina gli LSP. Poiché le cause di questo fenomeno non sono ancora note con certezza, manca un modello unico in grado di spiegare in modo completo gli LSP. Si procede ad elencare le conclusioni a cui la ricerca ha portato fino ad ora, evidenziando i risultati ottenuti in questo ambito. L'elenco che segue sarà utile per andare a riprendere i modelli presentati nel capitolo precedente, eliminando quelli meno plausibili sulla base di ricerche recenti e selezionando i modelli più promettenti.

Il riferimento per questa sezione è l'elenco stilato da (Nicholls et al., 2009, vedi la loro sezione 5.2), che ho integrato con risultati dalla letteratura più recente.

i. Le stelle che mostrano gli LSP occupano una regione ben definita del diagramma periodo-luminosità (Fig. 1.5), hanno una relazione P-L chiaramente identificabile con la sequenza D (Wood et al., 1999).

ii. Si osservano gli LSP in circa 1/3 di stelle nella fase di AGB (Nicholls et al., 2009; Soszyński et al., 2021).

iii. La durata degli LSP è di $\sim 250-1400$ giorni (Nicholls et al., 2009; Wood et al., 1999). Il tempo scala è maggiore di quello dinamico al raggio fotosferico (e.g. Goldberg et al., 2024).

iv. Le variazioni delle curve di luce in ottico non sono costanti nel tempo, in generale i minimi presentano profondità diverse in cicli diversi, vedi Sez. 1.3 (Nicholls et al., 2009; Soszyński et al., 2021; Wood et al., 1999).

v. La pulsazione primaria è sempre visibile nelle curve di luce e durante il ciclo LSP il periodo primario non cambia in modo significativo (Nicholls et al., 2009; Wood et al., 2004b).

vi. La relazione tra il periodo degli LSP e quello delle pulsazioni di tipo radiale è $\sim 8-10$. I periodi di pulsazione di durata minore associati a stelle con gli LSP appartengono solitamente alla sequenza B e corrispondono al primo o secondo overtono (Fraser et al., 2005; Ita et al., 2004; Wood et al., 1999).

vii. La mancanza dell'allargamento delle linee spettroscopiche risultate dalle osservazioni sugli elementi della sequenza D indica velocità radiali piccole, < 3km/s; questo suggerisce che la rotazione non è la causa degli LSP (Nicholls et al., 2009; Olivier and Wood, 2003).

viii. In alcuni casi le curve di RV mostrano in generale un aumento della velocità radiale più rapido della sua successiva decrescita (Nicholls et al., 2009), anche se questo non rappresenta un trend generale secondo Goldberg et al. (2024). L'ampiezza massima delle variazioni della RV è $2-7\,\mathrm{km/s}$, con un picco attorno a $3.5\,\mathrm{km/s}$ (Hinkle et al., 2002; Nicholls et al., 2009; Wood et al., 2004b).

ix. Lo sfasamento della curva di luce rispetto alla RV segue l'andamento descritto nella sezione 2.3.5, con molte stelle che presentano uno sfasamento di circa $-\pi/2$ (Goldberg et al., 2024).

x. La relazione tra le variazioni di colore e di luminosità degli LSP è simile a quella delle oscillazioni primarie Wood et al. (2004b). Allo stesso modo, Derekas et al. (2006) dimostra che la relazione tra le ampiezze di variazione alle lunghezze d'onda blu e rosse è simile a quella delle pulsazioni stellari, mentre è diversa da quella che caratterizza la variabilità ellissoidale. Recentemente Takayama et al. (2015) notano che le stelle *O-rich* hanno un arrossamento dei colori a banda larga (e.g. V-I) quando la stella è meno luminosa durante il ciclo dell'LSP, mentre i colori J-K subiscono variazioni minime, talvolta diventando più blu.

xi. Non c'è relazione osservabile tra le ampiezze delle variazioni della luminosità degli LSP e della velocità (Nicholls et al., 2009).

xii. Le ampiezze delle variazioni di luminosità osservate degli LSP raggiungono 1 mag (Hinkle et al., 2002; Nicholls et al., 2009; Wood et al., 2004b) e le caratteristiche della curva in ottico sono quelle descritte nella sezione 1.3.

xiii. La larghezza equivalente delle righe di assorbimento dell'$H\alpha$ varia con gli LSP, questo è un indicatore di attività nella cromosfera (Wood et al., 2004b).

xiv. La presenza degli LSP nelle giganti rosse è associata alla presenza di polvere circumstellare. Wood and Nicholls (2009) hanno dimostrato la presenza di un eccesso di emissione nel *mid-infrared* per le stelle che mostrano gli LSP. Inoltre, gran parte delle variabili LSP mostra minimi secondari di emissione nel mid-IR (Soszyński et al., 2021).

xv. La temperatura efficace non cambia in modo significativo durante il ciclo LSP (e.g. in Betelgeuse, Goldberg et al. (2024)).

xvi. Gli LSP hanno una natura relativamente stabile nel tempo (Goldberg et al., 2024).

3.2 Analisi dei modelli proposti

Dopo aver visto quali sono le proprietà e le caratteristiche fondamentali degli LSP, vogliamo vedere singolarmente i modelli per studiare quali sono le problematiche e quali i punti a favore di ognuno:

Celle convettive giganti Questo modello teorico propone che gli LSP osservati possano essere interpretati come i tempi di *turnover* convettivo delle celle presenti nell'*envelope* stellare. In questo modo, si riesce a riprodurre la durata caratteristica degli LSP (iii.); tuttavia, poiché la convezione su grande scala è osservata nella maggior parte delle giganti fredde, ci si aspetterebbe di rivelare gli LSP in tutte le stelle che presentano questo tipo di convezione. La stima è in disaccordo con l'incidenza osservata di LSP (ii.). Inoltre, poiché i moti convettivi non rimangono coerenti nel tempo, non sono consistenti con la stabilità osservata negli LSP (xvi.).

Interazione tra modi Questo processo è basato sulla possibilità di interazione tra modi di pulsazione diversi, che sovrapponendosi possono determinare periodi di variabilità sufficientemente lunghi da spiegare gli LSP (iii.). Esso determina una modulazione periodica dell'ampiezza di variabilità, ma non è in grado di spiegare le variazioni nella luminosità media della stella, come previste dalla xii.. Inoltre, se questo modello fosse valido, dovrebbe essere possibile individuare le frequenze delle pulsazioni nello spettro di frequenza delle stelle che mostrano gli LSP: questo non risulta dalle osservazioni e rende la proposta poco probabile. Infine, le interazioni tra modi diversi dovrebbero influenzare la struttura dell'inviluppo all'interno del quale i modi si propagano, facendo sì che nello spettro di oscillazione siano visibili frequenze di combinazione.

Rotazione differenziale Il modello viene proposto perché, assumendo un'opportuna forma della stella o disuniformità della fotosfera osservata, potrebbe riprodurre le curve della RV (viii.). La proposta iniziale (Wood et al., 2004a) prevedeva che le stelle avessero la forma di "sferoidi prolati rotanti"; tuttavia, per sostenere un modello simile, sono richieste velocità di rotazione troppo elevate rispetto a quelle osservate

(xii.). Inoltre, la rotazione di un corpo solido di questo tipo non sarebbe in grado di giustificare l'evidente relazione P-L osservata nel diagramma periodo-luminosità (i.).

Tenendo conto di queste problematiche è stato proposto un nuovo modello, basato sulla rotazione differenziale: Goldberg et al. (2024) hanno però osservato che, per Betelgeuse, questa spiegazione non sarebbe sufficiente a giustificare i lunghi periodi degli LSP (iii.). In ogni caso, Jermyn et al. (2020) dimostrano che la rotazione differenziale è molto bassa per stelle con grandi inviluppi convettivi, che sono presenti durante le fasi di RGB e AGB interessate dal fenomeno degli LSP.

Magnetismo Soszyński and Udalski (2014) studiano questa ipotesi, dimostrando che le curve di luce degli LSP sono essenzialmente identiche a quelle delle stelle variabili che presentano macchie stellari, dovute all'attività magnetica, sulla fotosfera. Tuttavia, Olivier and Wood (2003), nel tentativo di trovare un collegamento tra l'attività della cromosfera (xiii.) e gli LSP, per mezzo dell'attività magnetica della stella, individuano due problemi. Da una parte, il modello non giustifica le variazioni della velocità radiale (viii.); dall'altra, le variazioni di cromaticità (x.) nelle variabili osservate nella LMC sono inconsistenti con il moto delle macchie solari (Takayama et al., 2015; Wood et al., 2004a). Infine, sostituendo all'interno dell'equazione 2.4, i valori ottenuti per stelle che mostrano gli LSP, si vede che i cicli magnetici aumentano eccessivamente in durata, ben al di sopra dei periodi degli LSP (iii.).

Pulsazioni radiali: LSP come FM Questo modello è studiato approfonditamente per Betelgeuse da Goldberg et al. (2024). Come dimostrano Goldberg et al. (2024); Jadlovský et al. (2024); MacLeod et al. (2023) le variabili SR possono, in generale, scambiare l'energia delle pulsazioni tra i *p-modes*. Si vede quindi che il passaggio da FM a 1O è energeticamente accettabile, mentre il passaggio da FM a LSP non lo è. Poiché dai loro studi è noto che a seguito del *Great Dimming* la variabilità dominante è passata da FM a 1O, questo implica che il periodo più lungo di variabilità (~ 2100 giorni) non può essere attribuito al FM.

Inoltre, per produrre un periodo fondamentale dell'ordine di grandezza richiesto dal modello, è necessario un raggio troppo elevato rispetto alle osservazioni: questo è vero sia nel caso specifico di Betelgeuse (Cannon et al., 2023; O'Gorman et al., 2017; Saio et al., 2023), che in generale. Infine, a parità di periodo ci si aspetta

un'ampiezza di velocità radiale maggiore rispetto a quella osservata se fosse valida l'ipotesi di LSP come pulsazione (Gaia Collaboration et al., 2023).

Pulsazioni radiali: *dust κ-mechanism* Il vantaggio di questo modello è che esso è in grado di riprodurre simultaneamente il comportamento cromatico degli LSP (x.) e spiegare i minimi osservati nel IR (xi.), apparentemente determinati dalla presenza di polveri di fronte alla stella lungo la linea di vista (Percy and Shenoy, 2023; Soszyński et al., 2007, 2021). Le pulsazioni proposte sono in grado di spiegare lo sfasamento tra curva di luce e RV tra gli LSP, in accordo con le osservazioni (ix.). Tuttavia, il meccanismo κ è localizzato nell'atmosfera e non può spiegare modulazioni di RV realisticamente associate a materiale fotosferico. Notiamo, infine, che grandi variazioni di luminosità e raggio stellare, dovrebbero prevedere cambiamenti significativi nella temperatura efficace, che non sono invece osservati nelle stelle con gli LSP (xv.).

Pulsazioni non-radiali: *strange modes* Per questo modello le pulsazioni sono dovute all'interazione delle oscillazioni stellari con il trasporto convettivo di energia (Saio et al., 2015). L'energia delle pulsazioni è confinata nella regione dominata dalla pressione di radiazione; le dimensioni degli strati non adiabatici più esterni limitano le ampiezze delle oscillazioni stesse, e implicano ampiezze fotometriche inferiori a quelle osservate (xii.). Inoltre, i periodi dei modi convettivi aumentano con la luminosità, con tassi di crescita paragonabili ai periodi di oscillazione. La relazione P-L (i.), espressa della sequenza D del diagramma in Fig. 1.5, è coerente con le previsioni se si adotta un valore $\alpha = 1.2$ per il parametro della MLT. Tuttavia, la temperatura effettiva della sequenza di giganti rosse della LMC è troppo elevata per corrispondere al valore scelto; essa è coerente, con modelli con $\alpha = 1.9$. Quest'ultimo valore implica però periodi minori di quelli necessari (iii.). Quindi non è possibile generare simultaneamente delle pulsazioni in grado di riprodurre la relazione P-L e una temperatura coerente con quelle osservate nelle giganti rosse.

Pulsazioni non-radiali: *g-modes* Sono un tipo di oscillazione in grado di generare periodi maggiori, dell'ordine di quelli richiesti per gli LSP (iii.). Tuttavia, Wood et al. (2004b) e Takayama et al. (2015) dimostrano che i *g-modes* si sviluppano nella zona radiativa delle stelle, che è molto sottile ed esterna all'*envelope* convettivo, nelle stelle con gli LSP. Anche in questo caso, le dimensioni di questa regione limitano lo

sviluppo delle ampiezze delle oscillazioni, rendendo impossibile ottenere i risultati richiesti per le ampiezze di luminosità e di velocità radiale (xii.).

Binarietà: variabili ellissoidali In questo caso si suppone che la gigante rossa abbia forma ellissoidale a causa dell'azione mareale di una compagna vicina. Sotto l'ipotesi di variabili ellissoidali, la curva della RV appare circa costante in tutti i cicli, diversamente dalle curve di velocità radiale degli LSP. Inoltre, una delle maggiori prove a sostegno di questa teoria era basata sull'apparente connessione delle sequenze E e D del diagramma periodo-luminosità, che sembravano sovrapporsi parzialmente. Tuttavia, Nicholls et al. (2009, 2010) dimostrano in modo chiaro che non c'è alcuna sovrapposizione tra le due, rifiutando una possibile causa comune tra le sequenze. Più recentemente, Gaia Collaboration et al. (2023) hanno osservato che, a parità di ampiezza fotometrica, le variabili ellissoidali mostrano ampiezza di RV molto maggiore rispetto a quella associata agli LSP. Hanno inoltre notato che i periodi della RV sono spesso di durata doppia rispetto a quelli fotometrici (Gaia Collaboration et al., 2023; Nicholls et al., 2009). Ad oggi, nessuna stella appartenente alla sequenza D ha mostrato una relazione simile tra i cicli della RV e della curva di luce Nicholls et al. (2010).

Infine, Nicholls et al. (2010) hanno dimostrato che le stelle appartenenti alla sequenza E non hanno evidenza di eccessi di emissione nel mid-IR ad indicare presenza di polveri circumstellari, che caratterizzano invece le stelle della sequenza D (xiv.).

Binarietà: simbiotiche Poiché il modello prevede accrescimento tra la stella principale e la compagna binaria, a favore della WD, gli spettri osservati dovrebbero mostrare linee di emissione a temperature elevatissime. Emissioni di questo tipo non sono viste né nella sequenza D, né nella E.

Binarietà: oscillazioni mareali In questo caso è la compagna binaria ad indurre oscillazioni non-radiali nella gigante rossa, la cui forma dovrebbe risultare distorta. Goldberg et al. (2024) hanno messo alla prova questo modello nel caso di Betelgeuse, mostrando che per una distorsione del potenziale di Roche sufficientemente elevata occorre una piccola separazione orbitale, con periodo non più lungo del FM. Evidentemente questo modello non è in grado di ricreare la durata tipica degli LSP (iii.). Uno scenario alternativo prevede oscillazioni mareali in un inviluppo circumstellare di polvere che avvolge entrambe le stelle del sistema, e sarebbe in grado di spiegare

sia le variazioni di luminosità che il comportamento cromatico degli LSP (xii., x.). Se la modulazione di RV ed il periodo dell'oscillazione indotta dall'azione mareale fossero in una risonanza 1 : 1, questo sarebbe inoltre in grado di spiegare perché la variazione di RV avviene con T_{eff} all'incirca costante (xv.) (Goldberg et al., 2024). Tuttavia questo scenario è indipendente dall'orientamento rispetto all'osservatore e quindi non spiega il ricorrente sfasamento tra curve di luce e di RV (ix.).

Binarietà: compagna circondata da polveri Questo modello è stato uno dei primi ad essere proposti (Wood et al., 1999); nei tentativi successivi di risolvere le problematiche incontrate, il modello ha avuto un'importante evoluzione. Nella sua versione più recente, Soszyński et al. (2021) parlano di un sistema binario composto da una gigante rossa e da una nana bruna: quest'ultima sarebbe nata come pianeta per poi diventare una *very low-mass star* o una nana bruna grazie all'accrescimento da parte della stella primaria. Questo modello soddisfa le restrizioni sulla massa della compagna necessaria in un tale sistema binario, ma non riesce a spiegare la distribuzione caratteristica osservata degli angoli di periastro derivati dalle curve di luce sotto l'assunzione di binarietà. Infatti, la probabilità che la distribuzione osservata sia consistente con una distribuzione uniforme è del $1.4 \cdot 10^{-3}$. Percy and Shenoy (2023) notano inoltre che, se si considera una distribuzione arbitraria di inclinazioni, allora il numero di sistemi binari deve essere ancora maggiore rispetto al numero di LSP individuati. Devono infatti essere presenti sistemi visti "face-on" nei quali le eclissi non avvengono affatto. Sarebbe quindi sorprendente che sistemi così comuni non siano stati rilevati prima della scoperta stessa degli LSP.

Una teoria di questo tipo è in grado di soddisfare le proprietà: dei periodi, della modulazione della RV, della T_{eff} e del comportamento cromatico (iii., viii., xv., x.). Soszyński et al. (2021) studiano la posizione dei minimi secondari nelle curve di luce nel mid-IR e notano che la simmetria della curva di luce è consistente con orbite circolarizzate da effetti mareali, come ci si può aspettare per questo tipo di stelle. Si nota però che i minimi secondari sono stati osservati solo nel 50% delle sorgenti studiate da (Soszyński et al., 2021). Un'altra problematica riguarda la composizione delle polveri, infatti, la loro formazione richiede abbondanze sufficientemente alte di metalli, mentre gli LSP risultano piuttosto comuni anche in ambienti a metallicità relativamente bassa come le Nubi di Magellano e gli ammassi globulari. Percy and Shenoy (2023) notano che Soszyński et al. (2021) potrebbe avere commesso un er-

rore di selezione nel suo campione selezionando solamente stelle con caratteristiche intermedie dal diagramma periodo-luminosità, ovvero quelle collocate nella parte centrale della relazione P-L degli LSP. Infine, Goldberg et al. (2024) dimostrano che, sebbene il modello riesca a spiegare le ampiezze della RV e il periodo della LC in Betelgeuse, non spiega lo sfasamento tra le due curve (ix.).

Binarietà: modulazione materiale circumstellare Questo modello è stato studiato nel caso specifico di Betelgeuse da Goldberg et al. (2024), per soddisfare contemporaneamente la presenza di un sistema binario simile a quello proposto da Soszyński et al. (2021) e lo sfasamento delle curve ottenuto dalle osservazione (ix.). La novità del modello riguarda il comportamento delle polveri circumstellari e della compagna binaria, la quale "scaverebbe" una sorta di buco nella nube di polvere. In questo caso i tempi-scala degli LSP e della velocità radiale sono determinati dal periodo orbitale della compagna: è la presenza stessa di quest'ultima a modulare, disperdere o cambiare profondità ottica alle polveri circostanti.

Questo modello richiede la presenza di polveri circumstellari ed anche che il tempo impiegato dalle polveri per riformarsi e avvicinarsi alla compagna sia minore del periodo orbitale. Queste richieste sono soddisfatte almeno nel caso di Betelgeuse (Goldberg et al., 2024).

Questo modello rispetta tutte le caratteristiche a vantaggio della proposta di Soszyński et al. (2021) (iii., viii., xv., x.), ma è anche in grado di spiegare lo sfasamento di Betelgeuse e delle stelle con sfasamenti simili dal campione di *Gaia* (ix.).

Per concludere l'analisi dei modelli proposta, vediamo la tabella 3.1 che presenta uno studio dei modelli in funzione delle proprietà principali, mostrando quali sono rispettate e quali no, secondo la descrizione della tabella stessa. Notiamo che la tabella fa riferimento a quella proposta da (Goldberg et al., 2024, vedi la Tab. 1); l'analisi è completata con alcune proprietà aggiuntive e con i dati mancanti relativi ai modelli proposti in questa tesi. Precisiamo infine che vengono riportate solamente le proprietà sulle quali i modelli forniscono maggiori informazioni e quelle che sono più rilevanti all'analisi.

Si nota che nella tabella non vengono riportati tutti i modelli citati: per le pulsazioni non radiali vengono riportati solamente gli *g-modes*, introdotti successivamente agli *strange modes*, come alternativa migliore, in quanto capaci di generare periodi sufficientemente lunghi. Sono omesse anche le binarie simbiotiche poiché sono già scartate da Nicholls

Modelli	Sezione	i.	ii.	iii.	viii.	ix.	x.	xii.	xiv.	xv.	xvi.
Celle convettive giganti	2.1.1	✓	X	✓	?	-	-	?	X	✓	X
Interazione tra modi	2.1.2	?	?	✓	X	-	-	X	X	-	X
Rotazione	2.1.3	?	?	X	✓	✓	?	-	X	?	✓+
Magnetismo	2.1.4	?	?	X	-	?	X	✓	X	X	?
Pulsazioni radiali: LSP come FM	2.2.1	✓	?	✓+	X	?	-	✓	?	X	✓+
Pulsazioni radiali: *dust* $\kappa-$*mechanism*	2.2.1	✓	?	✓+	✓+	✓+	✓+	-	✓+	X	✓
Pulsazioni non-radiali: *g-modes*	2.2.2	X	?	✓+	✓	-	?	X	X	?	X
Binarietà: variabili ellissoidali	2.3.1	✓	✓	✓	X	X	?	X	X	✓	✓
Binarietà: oscillazioni mareali	2.3.3	✓	?	X	✓+	?	?	✓+	X	?	✓+
Binarietà: compagna circondata da polveri	2.3.4	✓	✓+	✓+	✓+	X	✓+	✓+	✓+	✓+	✓+
Binarietà: modulazione materiale circumstellare	2.3.5	✓	✓	✓+	✓+	✓+	✓+	✓	✓+	✓+	✓

Tabella 3.1: Sono riportate le proprietà fondamentali nella prima riga e i modelli principali nella colonna più a sinistra. La spunta associata al segno più (✓+) indica che l'ipotesi è supportata dalla proprietà. La spunta singola (✓) indica consistenza. Il punto interrogativo (?) indica che la relazione tra modello e proprietà non è chiara o è ignota. Il segno meno (-) indica che l'ipotesi non fornisce informazioni sulla caratteristica indicata. La croce (X) indica che l'ipotesi contraddice la richiesta.

et al. (2009) a causa della mancanza di prove capaci di dimostrare l'accrescimento della WD da parte della gigante rossa.

Capitolo 4

Conclusioni

In questa tesi si è cercato di dare una panoramica delle possibili spiegazioni fisiche alla base degli LSP, uno dei pochi tipi di variabilità stellare che non ha ancora una spiegazione fisica. L'obiettivo era quello di cercare di raggruppare in un unico testo i risultati delle ricerche fatte fino ad oggi, per condurre un'analisi trasversale e individuare i modelli che sembrano spiegare al meglio le cause del fenomeno.

Nel capitolo 1 ho descritto brevemente l'evoluzione delle stelle di massa piccola e intermedia, concentrandomi sugli stadi avanzati della loro vita, quando emergono gli LSP. Ho inoltre introdotto le relazioni periodo-luminosità che caratterizzano le stelle pulsanti, indicando nel diagramma periodo-luminosità (Fig. 1.5) le sequenze associate ai diversi modi di pulsazione. Ho così individuato la cosiddetta "sequenza D", che a parità di luminosità mostra periodi maggiori rispetto alle altre. Tale sequenza è associata a frequenze inferiori a quelle del modo fondamentale di pulsazione radiale, e non ha ancora una spiegazione. La variabilità legata a questa sequenza è quella associata agli LSP. Sempre nel capitolo 1 ho introdotto la nozione di LSP (Sez. 1.3), evidenziando le proprietà principali delle stelle nelle quali si osserva il fenomeno e presentando le caratteristiche delle curve di luce.

Nel capitolo 2 ho sviluppato l'argomento centrale della tesi, presentando un elenco attuale dei modelli proposti come cause fisiche degli LSP. Ho suddiviso il capitolo in tre sezioni per analizzare al meglio la tipologia dei modelli fisici riportati: spiegazioni basate su i) convezione, rotazione o attività solare, ii) oscillazioni stellari, e iii) sistemi binari.

Nel capitolo 3 ho riportato un elenco delle proprietà fondamentali degli LSP, ottenute dalle osservazioni e dai modelli teorici citati, per facilitare l'analisi dei vari modelli proposti nel capitolo 2. Si è quindi passati allo studio vero e proprio dei vantaggi e delle difficoltà di ogni modello, facendo riferimento all'elenco di proprietà fatto precedentemente, nella

sezione 3.1. Si sono analizzati i modelli singolarmente per chiarezza maggiore prima di riportarli nella tabella 3.1, che permette di vedere in modo qualitativo quali e quante proprietà sono rispettate da ogni modello.

Facendo riferimento alla tabella 3.1 è immediato vedere che i modelli che rispettano maggiormente le proprietà elencate nella sezione 3.1 sono i modelli binari, in particolare quello della compagna circondata da polveri e quello riguardante la modulazione del materiale circumstellare da parte della compagna. Possiamo pero' notare che anche alcuni modelli delle pulsazioni stellari hanno buoni risultati. In particolare, un processo di pulsazione localizzato sopra la fotosfera ottica ed alimentato da un meccanismo κ dovuto alla formazione di polvere sarebbe consistente sia con la correlazione osservata tra LSP e polvere circumstellare, sia con l'osservazione di minimi nelle curve di luce infrarosse. Tuttavia questo modello è incompatibile con la stabilità della temperatura efficace osservata nelle stelle che mostrano gli LSP (xv.). Possiamo quindi supporre che i buoni risultati del modello basato sul *dust* $\kappa-$*mechanism* siano in realtà dovuti ai tratti in comune che esso presenta con i modelli binari che prevedono un qualche tipo di interazione tra le polveri e la compagna.

Ho dunque analizzato il rapporto tra gli ultimi due modelli di tipo binario proposti, che sono quelli che sembrano riprodurre al meglio tutte le caratteristiche osservate degli LSP. È importante notare che il modello basato sulla modulazione del materiale circumstellare da parte della compagna binaria (Sez. 2.3.5) sembra funzionare bene per i casi citati nel testo (e.g. in Betelgeuse, Goldberg et al. (2024)), ma questo non implica che debba essere quello prescelto in generale. Infatti, alcune stelle mostrano ampiezze costanti delle variazioni fotometriche e della RV e minimi della LC periodici, come postulato da Soszyński et al. (2021). Probabilmente la scelta tra questo modello e quello che prevede invece che la compagna "trascini" una nube di polveri al suo passaggio, dipende dalle caratteristiche della nube di polveri che circonda la stella e da quelle della compagna stessa. Ad influenzare il funzionamento del sistema compagna-nube di polveri sono: massa, luminosità e temperatura efficace della compagna, e anche il tempo impiegato dalle polveri per riformarsi e avvicinarsi alla compagna stessa.

Infine, va osservato che nessun modello finora presentato può spiegare completamente tutte le proprietà degli LSP attualmente osservati. Lo studio di Goldberg et al. (2024) è probabilmente l'unico che porta a conclusioni ampiamente convincenti, ma si applica solo al caso specifico di Betelgeuse. Tuttavia, gli sfasamenti non sono uguali per tutte le stelle

osservate da Gaia Collaboration et al. (2023) e da Nicholls et al. (2009), e in generale gli LSP hanno tratti simili ma non analoghi tra di loro. Per esempio, le curve di luce nell'ottico (Sez. 1.3) e nell'IR (Sez. 2.3.4) non sono costanti nel tempo ma mostrano delle variazioni nei minimi e nei massimi.

Nonostante il successo dei modelli che combinano binarietà e polvere circumstellare nello spiegare molteplici proprietà osservate negli LSP, non c'è garanzia che un unico modello possa spiegare l'origine degli LSP in tutti i casi conosciuti. Infatti, è realistico pensare che una spiegazione più generale possa richiedere la combinazione di vari dei modelli proposti, come si può evincere dall'analisi di Goldberg et al. (2024). Allo stesso modo, nonostante i molti LSP osservati mostrino proprietà consistenti tra loro, non si può escludere che modelli distinti possano spiegare LSP in stelle differenti. Considerando che gli LSP hanno una durata di alcuni anni, e che le survey osservative massicce e ad alta precisione dedicate all'astronomia temporale sono relativamente recenti, possiamo sperare che le osservazioni di variabilità dei prossimi anni e decenni forniscano nuove informazioni per comprendere meglio questo fenomeno astrofisico.

Bibliografia

J. R. Buchler, Z. Kolláth, and J. Cadmus, Robert R. Evidence for Low-dimensional Chaos in Semiregular Variable Stars. *ApJ*, 613(1):532–547, Sept. 2004. doi: 10.1086/422903.

E. Cannon, M. Montargès, A. de Koter, A. Matter, J. Sanchez-Bermudez, R. Norris, C. Paladini, L. Decin, H. Sana, J. O. Sundqvist, E. Lagadec, P. Kervella, A. Chiavassa, A. K. Dupree, G. Perrin, P. Scicluna, P. Stee, S. Kraus, W. Danchi, B. Lopez, F. Millour, J. Drevon, P. Cruzalèbes, P. Berio, S. Robbe-Dubois, and A. Rosales-Guzman. The dusty circumstellar environment of Betelgeuse during the Great Dimming as seen by VLTI/MATISSE. *A&A*, 675:A46, July 2023. doi: 10.1051/0004-6361/202243611.

M. Catelan and H. A. Smith. *Pulsating Stars*. 2015.

S.-H. Chun, S.-C. Yoon, M.-K. Jung, D. U. Kim, and J. Kim. Evolutionary Models of Red Supergiants: Evidence for A Metallicity-dependent Mixing Length and Implications for Type IIP Supernova Progenitors. *ApJ*, 853(1):79, Jan. 2018. doi: 10.3847/1538-4357/aa9a37.

A. Derekas, L. L. Kiss, T. R. Bedding, H. Kjeldsen, P. Lah, and G. M. Szabó. Ellipsoidal Variability and Long Secondary Periods in MACHO Red Giant Stars. *ApJ*, 650(1): L55–L58, Oct. 2006. doi: 10.1086/508686.

A. K. Dupree, K. G. Strassmeier, L. D. Matthews, H. Uitenbroek, T. Calderwood, T. Granzer, E. F. Guinan, R. Leike, M. Montargès, A. M. S. Richards, R. Wasatonic, and M. Weber. Spatially Resolved Ultraviolet Spectroscopy of the Great Dimming of Betelgeuse. *ApJ*, 899(1):68, Aug. 2020. doi: 10.3847/1538-4357/aba516.

O. J. Fraser, S. L. Hawley, K. H. Cook, and S. C. Keller. Long-Period Variables in the Large Magellanic Cloud: Results from MACHO and 2MASS. *AJ*, 129(2):768–775, Feb. 2005. doi: 10.1086/426749.

J. Fuller and D. Tsuna. Boil-off of red supergiants: mass loss and type II-P supernovae. *The Open Journal of Astrophysics*, 7:47, June 2024. doi: 10.33232/001c.120130.

Gaia Collaboration, M. Trabucchi, N. Mowlavi, T. Lebzelter, I. Lecoeur-Taibi, M. Audard, L. Eyer, P. García-Lario, P. Gavras, B. Holl, G. Jevardat de Fombelle, K. Nienartowicz, L. Rimoldini, P. Sartoretti, R. Blomme, Y. Frémat, O. Marchal, Y. Damerdji, A. G. A. Brown, A. Guerrier, P. Panuzzo, D. Katz, G. M. Seabroke, K. Benson, R. Haigron, M. Smith, A. Lobel, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, F. Arenou, C. Babusiaux, A. Barbier, M. Biermann, O. L. Creevey, C. Ducourant, D. W. Evans, R. Guerra, A. Hutton, C. Jordi, S. A. Klioner, U. Lammers, L. Lindegren, X. Luri, F. Mignard, S. Randich, R. Smiljanic, P. Tanga, N. A. Walton, C. A. L. Bailer-Jones, U. Bastian, M. Cropper, R. Drimmel, M. G. Lattanzi, C. Soubiran, F. van Leeuwen, J. Bakker, J. Castañeda, F. De Angeli, C. Fabricius, M. Fouesneau, L. Galluccio, E. Masana, R. Messineo, C. Nicolas, F. Pailler, F. Riclet, W. Roux, R. Sordo, F. Thévenin, G. Gracia-Abril, J. Portell, D. Teyssier, M. Altmann, J. Berthier, P. W. Burgess, D. Busonero, G. Busso, H. Cánovas, B. Carry, N. Cheek, G. Clementini, M. Davidson, P. de

Teodoro, L. Delchambre, A. Dell'Oro, E. Fraile Garcia, D. Garabato, N. Garralda Torres, N. C. Hambly, D. L. Harrison, D. Hatzidimitriou, J. Hernández, S. T. Hodgkin, S. Jamal, S. Jordan, A. Krone-Martins, A. C. Lanzafame, W. Löffler, A. Lorca, P. M. Marrese, A. Moitinho, K. Muinonen, M. Nuñez Campos, I. Oreshina-Slezak, P. Osborne, E. Pancino, T. Pauwels, A. Recio-Blanco, M. Riello, A. C. Robin, T. Roegiers, L. M. Sarro, M. Schultheis, C. Siopis, A. Sozzetti, E. Utrilla, M. van Leeuwen, K. Weingrill, U. Abbas, P. Ábrahám, A. Abreu Aramburu, C. Aerts, G. Altavilla, M. A. Álvarez, J. Alves, F. Anders, R. I. Anderson, T. Antoja, D. Baines, S. G. Baker, Z. Balog, C. Barache, D. Barbato, M. Barros, M. A. Barstow, S. Bartolomé, D. Bashi, N. Bauchet, N. Baudeau, U. Becciani, L. R. Bedin, I. Bellas-Velidis, M. Bellazzini, W. Beordo, A. Berihuete, M. Bernet, C. Bertolotto, S. Bertone, L. Bianchi, A. Binnenfeld, A. Blazere, T. Boch, A. Bombrun, S. Bouquillon, A. Bragaglia, J. Braine, L. Bramante, E. Breedt, A. Bressan, N. Brouillet, E. Brugaletta, B. Bucciarelli, A. G. Butkevich, R. Buzzi, E. Caffau, R. Cancelliere, S. Cannizzo, R. Carballo, T. Carlucci, M. I. Carnerero, J. M. Carrasco, J. Carretero, S. Carton, L. Casamiquela, M. Castellani, A. Castro-Ginard, V. Cesare, P. Charlot, L. Chemin, V. Chiaramida, A. Chiavassa, N. Chornay, R. Collins, G. Contursi, W. J. Cooper, T. Cornez, M. Crosta, C. Crowley, C. Dafonte, M. David, P. de Laverny, F. De Luise, R. De March, J. De Ridder, R. de Souza, A. de Torres, E. F. del Peloso, M. Delbo, A. Delgado, T. E. Dharmawardena, S. Diakite, C. Diener, E. Distefano, C. Dolding, K. Dsilva, J. Durán, H. Enke, P. Esquej, C. Fabre, M. Fabrizio, S. Faigler, M. Fatović, G. Fedorets, J. Fernández-Hernández, P. Fernique, F. Figueras, Y. Fournier, C. Fouron, M. Gai, M. Galinier, A. Garcia-Gutierrez, M. García-Torres, A. Garofalo, E. Gerlach, R. Geyer, P. Giacobbe, G. Gilmore, S. Girona, G. Giuffrida, R. Gomel, A. Gomez, J. González-Núñez, I. González-Santamaría, E. Gosset, M. Granvik, V. Gregori Barrera, R. Gutiérrez-Sánchez, M. Haywood, A. Helmer, A. Helmi, K. Henares, S. L. Hidalgo, T. Hilger, D. Hobbs, C. Hottier, H. E. Huckle, M. Jabłońska, F. Jansen, Ó. Jiménez-Arranz, J. Juaristi Campillo, S. Khanna, G. Kordopatis, Á. Kóspál, Z. Kostrzewa-Rutkowska, M. Kun, S. Lambert, A. F. Lanza, J. F. Le Campion, Y. Lebreton, S. Leccia, G. Lecoutre, S. Liao, L. Liberato, E. Licata, H. E. P. Lindstrøm, T. A. Lister, E. Livanou, C. Loup, L. Mahy, R. G. Mann, M. Manteiga, J. M. Marchant, M. Marconi, D. Marín Pina, S. Marinoni, D. J. Marshall, J. Martín Lozano, J. M. Martín-Fleitas, G. Marton, N. Mary, A. Masip, D. Massari, A. Mastrobuono-Battisti, T. Mazeh, P. J. McMillan, J. Meichsner, S. Messina, D. Michalik, N. R. Millar, A. Mints, D. Molina, R. Molinaro, L. Molnár, G. Monari, M. Monguió, P. Montegriffo, A. Montero, R. Mor, A. Mora, R. Morbidelli, T. Morel, D. Morris, D. Munoz, T. Muraveva, C. P. Murphy, I. Musella, Z. Nagy, S. Nieto, L. Noval, A. Ogden, C. Ordenovic, C. Pagani, I. Pagano, L. Palaversa, P. A. Palicio, L. Pallas-Quintela, A. Panahi, C. Panem, S. Payne-Wardenaar, L. Pegoraro, A. Penttilä, P. Pesciullesi, A. M. Piersimoni, M. Pinamonti, F. X. Pineau, E. Plachy, G. Plum, E. Poggio, D. Pourbaix, A. Prša, L. Pulone, E. Racero, M. Rainer, C. M. Raiteri, P. Ramos, M. Ramos-Lerate, M. Ratajczak, P. Re Fiorentin, S. Regibo, C. Reylé, V. Ripepi, A. Riva, H. W. Rix, G. Rixon, N. Robichon, C. Robin, M. Romero-Gómez, N. Rowell, F. Royer, D. Ruz Mieres, K. A. Rybicki, G. Sadowski, A. Sáez Núñez, A. Sagristà Sellés, J. Sahlmann, V. Sanchez Gimenez, N. Sanna, R. Santoveña, M. Sarasso, C. Sarrate Riera, E. Sciacca, J. C. Segovia, D. Ségransan, S. Shahaf, A. Siebert, L. Siltala, E. Slezak, R. L. Smart, O. N. Snaith, E. Solano, F. Solitro, D. Souami, J. Souchay, L. Spina, E. Spitoni, F. Spoto, L. A. Squillante, I. A. Steele, H. Steidelmüller, J. Surdej, L. Szabados, F. Taris, M. B. Taylor, R. Teixeira, K. Tisanić, L. Tolomei, F. Torra, G. Torralba Elipe, M. Tsantaki, A. Ulla, N. Unger, O. Vanel, A. Vecchiato, D. Vicente, S. Voutsinas, M. Weiler, Ł. Wyrzykowski, H. Zhao, J. Zorec, T. Zwitter, L. Balaguer-Nunez, N. Leclerc, S. Morgenthaler, G. Robert, and S. Zucker. Gaia Focused Product Release: Radial velocity time series of long-period variables. *A&A*, 680:A36, Dec. 2023. doi: 10.1051/0004-6361/202347287.

J. A. Goldberg, Y.-F. Jiang, and L. Bildsten. Numerical Simulations of Convective Three-dimensional Red Supergiant Envelopes. *ApJ*, 929(2):156, Apr. 2022. doi: 10.3847/1538-

4357/ac5ab3.

J. A. Goldberg, M. Joyce, and L. Molnár. A Buddy for Betelgeuse: Binarity as the Origin of the Long Secondary Period in α Orionis. *arXiv e-prints*, art. arXiv:2408.09089, Aug. 2024. doi: 10.48550/arXiv.2408.09089.

E. F. Guinan, R. J. Wasatonic, and T. J. Calderwood. The Fainting of the Nearby Red Supergiant Betelgeuse. *The Astronomer's Telegram*, 13341:1, Dec. 2019.

G. M. Harper, E. F. Guinan, R. Wasatonic, and N. Ryde. The Photospheric Temperatures of Betelgeuse during the Great Dimming of 2019/2020: No New Dust Required. *ApJ*, 905(1):34, Dec. 2020. doi: 10.3847/1538-4357/abc1f0.

A. Heger, N. Langer, and S. E. Woosley. Presupernova Evolution of Rotating Massive Stars. I. Numerical Method and Evolution of the Internal Stellar Structure. *ApJ*, 528 (1):368–396, Jan. 2000. doi: 10.1086/308158.

K. H. Hinkle, T. Lebzelter, R. R. Joyce, and F. C. Fekel. Velocity Observations of Multiple-Mode Asymptotic Giant Branch Variable Stars. *AJ*, 123(2):1002–1012, Feb. 2002. doi: 10.1086/338314.

K. H. Hinkle, F. C. Fekel, and R. R. Joyce. Infrared Spectroscopy of Symbiotic Stars. VII. Binary Orbit and Long Secondary Period Variability of CH Cygni. *ApJ*, 692(2): 1360–1373, Feb. 2009. doi: 10.1088/0004-637X/692/2/1360.

S. Hoefner, M. U. Feuchtinger, and E. A. Dorfi. Dust formation in winds of long-period variables. III. Dynamical models and confirmation of a dust-induced κ-mechanism. *A&A*, 297:815, May 1995.

J. Iben, Icko. The Surface Ratio of N^{14} to C^{12} during Helium Burning. *ApJ*, 140:1631, Nov. 1964. doi: 10.1086/148077.

Y. Ita, T. Tanabé, N. Matsunaga, Y. Nakajima, C. Nagashima, T. Nagayama, D. Kato, M. Kurita, T. Nagata, S. Sato, M. Tamura, H. Nakaya, and Y. Nakada. Variable stars in the Magellanic Clouds: results from OGLE and SIRIUS. *MNRAS*, 347(3):720–728, Jan. 2004. doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.07257.x.

D. Jadlovský, T. Granzer, M. Weber, K. Kravchenko, J. Krtička, A. K. Dupree, A. Chiavassa, K. G. Strassmeier, and K. Poppenhäger. The Great Dimming of Betelgeuse: The photosphere as revealed by tomography over the past 15 yr. *A&A*, 685:A124, May 2024. doi: 10.1051/0004-6361/202348846.

J. H. Jeans. The Stability of a Spherical Nebula. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 199:1–53, Jan. 1902. doi: 10.1098/rsta.1902.0012.

A. S. Jermyn, J. Tayar, and J. Fuller. Differential rotation in convective envelopes: constraints from eclipsing binaries. *MNRAS*, 491(1):690–707, Jan. 2020. doi: 10.1093/mnras/stz2983.

A. S. Jermyn, E. B. Bauer, J. Schwab, R. Farmer, W. H. Ball, E. P. Bellinger, A. Dotter, M. Joyce, P. Marchant, J. S. G. Mombarg, W. M. Wolf, T. L. Sunny Wong, G. C. Cinquegrana, E. Farrell, R. Smolec, A. Thoul, M. Cantiello, F. Herwig, O. Toloza, L. Bildsten, R. H. D. Townsend, and F. X. Timmes. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Time-dependent Convection, Energy Conservation, Automatic Differentiation, and Infrastructure. *ApJS*, 265(1):15, Mar. 2023. doi: 10.3847/1538-4365/acae8d.

A. Jorissen, N. Mowlavi, C. Sterken, and J. Manfroid. The onset of photometric variability in red giant stars. *A&A*, 324:578–586, Aug. 1997.

M. Joyce, S.-C. Leung, L. Molnár, M. Ireland, C. Kobayashi, and K. Nomoto. Standing on the Shoulders of Giants: New Mass and Distance Estimates for Betelgeuse through Combined Evolutionary, Asteroseismic, and Hydrodynamic Simulations with MESA. *ApJ*, 902(1):63, Oct. 2020. doi: 10.3847/1538-4357/abb8db.

E. M. Levesque. The Physical Properties of Red Supergiants. In C. Leitherer, P. D. Bennett, P. W. Morris, and J. T. Van Loon, editors, *Hot and Cool: Bridging Gaps in Massive Star Evolution*, volume 425 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 103, June 2010. doi: 10.48550/arXiv.0911.4720.

M. Livio and N. Soker. Star-planet systems as possible progenitors of cataclysmic binaries. *MNRAS*, 208:763–781, June 1984. doi: 10.1093/mnras/208.4.763.

J.-Z. Ma, A. Chiavassa, S. E. de Mink, R. Valli, S. Justham, and B. Freytag. Is Betelgeuse Really Rotating? Synthetic ALMA Observations of Large-scale Convection in 3D Simulations of Red Supergiants. *ApJ*, 962(2):L36, Feb. 2024. doi: 10.3847/2041-8213/ad24fd.

M. MacLeod, A. Antoni, C. D. Huang, A. Dupree, and A. Loeb. Left Ringing: Betelgeuse Illuminates the Connection between Convective Outbursts, Mode Switching, and Mass Ejection in Red Supergiants. *ApJ*, 956(1):27, Oct. 2023. doi: 10.3847/1538-4357/aced4b.

A. Mainzer, J. Bauer, R. M. Cutri, T. Grav, J. Masiero, R. Beck, P. Clarkson, T. Conrow, J. Dailey, P. Eisenhardt, B. Fabinsky, S. Fajardo-Acosta, J. Fowler, C. Gelino, C. Grillmair, I. Heinrichsen, M. Kendall, J. D. Kirkpatrick, F. Liu, F. Masci, H. McCallon, C. R. Nugent, M. Papin, E. Rice, D. Royer, T. Ryan, P. Sevilla, S. Sonnett, R. Stevenson, D. B. Thompson, S. Wheelock, D. Wiemer, M. Wittman, E. Wright, and L. Yan. Initial Performance of the NEOWISE Reactivation Mission. *ApJ*, 792(1):30, Sept. 2014. doi: 10.1088/0004-637X/792/1/30.

I. McDonald and M. Trabucchi. The onset of the AGB wind tied to a transition between sequences in the period-luminosity diagram. *MNRAS*, 484(4):4678–4682, Apr. 2019. doi: 10.1093/mnras/stz324.

M. Montargès, E. Cannon, E. Lagadec, A. de Koter, P. Kervella, J. Sanchez-Bermudez, C. Paladini, F. Cantalloube, L. Decin, P. Scicluna, K. Kravchenko, A. K. Dupree, S. Ridgway, M. Wittkowski, N. Anugu, R. Norris, G. Rau, G. Perrin, A. Chiavassa, S. Kraus, J. D. Monnier, F. Millour, J. B. Le Bouquin, X. Haubois, B. Lopez, P. Stee, and W. Danchi. A dusty veil shading Betelgeuse during its Great Dimming. *Nature*, 594(7863):365–368, June 2021. doi: 10.1038/s41586-021-03546-8.

B. Mosser, W. A. Dziembowski, K. Belkacem, M. J. Goupil, E. Michel, R. Samadi, I. Soszyński, M. Vrard, Y. Elsworth, S. Hekker, and S. Mathur. Period-luminosity relations in evolved red giants explained by solar-like oscillations. *A&A*, 559:A137, Nov. 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201322243.

B. Mosser, G. Dréau, C. Pinçon, S. Deheuvels, K. Belkacem, Y. Lebreton, M. J. Goupil, and E. Michel. Locked differential rotation in core-helium burning red giants. *A&A*, 681:L20, Jan. 2024. doi: 10.1051/0004-6361/202348338.

N. Mowlavi and A. Jorissen. Microvariability of Red Giant Stars. *JAAVSO*, 35(1):91–96, June 2006.

R. Neuhäuser, G. Torres, M. Mugrauer, D. L. Neuhäuser, J. Chapman, D. Luge, and M. Cosci. Colour evolution of Betelgeuse and Antares over two millennia, derived from historical records, as a new constraint on mass and age. *MNRAS*, 516(1):693–719, Oct. 2022. doi: 10.1093/mnras/stac1969.

C. P. Nicholls, P. R. Wood, M. R. L. Cioni, and I. Soszyński. Long Secondary Periods in variable red giants. *MNRAS*, 399(4):2063–2078, Nov. 2009. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15401.x.

C. P. Nicholls, P. R. Wood, and M. R. L. Cioni. Ellipsoidal variability and the difference between sequence D and E red giants. *MNRAS*, 405(3):1770–1776, July 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16548.x.

E. O'Gorman, P. Kervella, G. M. Harper, A. M. S. Richards, L. Decin, M. Montargès, and I. McDonald. The inhomogeneous submillimeter atmosphere of Betelgeuse. *A&A*, 602: L10, June 2017. doi: 10.1051/0004-6361/201731171.

E. A. Olivier and P. R. Wood. On the Origin of Long Secondary Periods in Semiregular Variables. *ApJ*, 584(2):1035–1041, Feb. 2003. doi: 10.1086/345715.

J. R. Percy and M. H. Shenoy. The "Long Secondary Period (LSP) Variables": Overview and Some Analysis. *JAAVSO*, 51(2):237, Dec. 2023. doi: 10.48550/arXiv.2312.05255.

A. Retter. A Model of Planets Orbiting Giant Stars for the Long Secondary Periods and the Fraction of Stars with Planets. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 207 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 191.06, Dec. 2005.

H. Saio. Strange modes. *Communications in Asteroseismology*, 158:245, July 2009.

H. Saio, P. R. Wood, M. Takayama, and Y. Ita. Oscillatory convective modes in red giants: a possible explanation of the long secondary periods. *MNRAS*, 452(4):3863–3868, Oct. 2015. doi: 10.1093/mnras/stv1587.

H. Saio, D. Nandal, G. Meynet, and S. Ekström. The evolutionary stage of Betelgeuse inferred from its pulsation periods. *MNRAS*, 526(2):2765–2775, Dec. 2023. doi: 10.1093/mnras/stad2949.

M. Schönberg and S. Chandrasekhar. On the Evolution of the Main-Sequence Stars. *ApJ*, 96:161, Sept. 1942. doi: 10.1086/144444.

N. Smith, K. H. Hinkle, and N. Ryde. Red Supergiants as Potential Type IIn Supernova Progenitors: Spatially Resolved 4.6 μm CO Emission Around VY CMa and Betelgeuse. *AJ*, 137(3):3558–3573, Mar. 2009. doi: 10.1088/0004-6256/137/3/3558.

N. Soker and G. C. Clayton. Dust formation above cool magnetic spots in evolved stars. *MNRAS*, 307(4):993–1000, Aug. 1999. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02686.x.

I. Soszyński and A. Udalski. The Light Curve Shapes as a Key to Resolving the Origin of Long Secondary Periods in Red Giant Stars. *ApJ*, 788(1):13, June 2014. doi: 10.1088/0004-637X/788/1/13.

I. Soszyński, W. A. Dziembowski, A. Udalski, M. Kubiak, M. K. Szymański, G. Pietrzyński, L. Wyrzykowski, O. Szewczyk, and K. Ulaczyk. The Optical Gravitational Lensing Experiment. Period–Luminosity Relations of Variable Red Giant Stars. *Acta Astron.*, 57:201–225, Sept. 2007. doi: 10.48550/arXiv.0710.2780.

I. Soszyński, A. Olechowska, M. Ratajczak, P. Iwanek, D. M. Skowron, P. Mróz, P. Pietrukowicz, A. Udalski, M. K. Szymański, J. Skowron, M. Gromadzki, R. Poleski, S. Kozłowski, M. Wrona, K. Ulaczyk, and K. Rybicki. Binarity as the Origin of Long Secondary Periods in Red Giant Stars. *ApJ*, 911(2):L22, Apr. 2021. doi: 10.3847/2041-8213/abf3c9.

R. Stothers and K. C. Leung. Luminosities, masses and periodicities of massive red supergiants. *A&A*, 10:290–300, Jan. 1971.

R. B. Stothers. Giant Convection Cell Turnover as an Explanation of the Long Secondary Periods in Semiregular Red Variable Stars. *ApJ*, 725(1):1170–1174, Dec. 2010. doi: 10.1088/0004-637X/725/1/1170.

M. Takayama. Period modulations of the long secondary periods on the AGB stars. *Stars and Galaxies*, 6:6, Dec. 2023. doi: 10.32231/starsandgalaxies.6.0_6.

M. Takayama, P. R. Wood, and Y. Ita. Using broad-band photometry to examine the nature of long secondary periods in red giants. *MNRAS*, 448(1):464–483, Mar. 2015. doi: 10.1093/mnras/stv002.

R. H. D. Townsend and S. A. Teitler. GYRE: an open-source stellar oscillation code based on a new Magnus Multiple Shooting scheme. *MNRAS*, 435(4):3406–3418, Nov. 2013. doi: 10.1093/mnras/stt1533.

R. H. D. Townsend, J. Goldstein, and E. G. Zweibel. Angular momentum transport by heat-driven g-modes in slowly pulsating B stars. *MNRAS*, 475(1):879–893, Mar. 2018. doi: 10.1093/mnras/stx3142.

M. Trabucchi, P. R. Wood, J. Montalbán, P. Marigo, G. Pastorelli, and L. Girardi. A New Interpretation of the Period-Luminosity Sequences of Long-period Variables. *ApJ*, 847 (2):139, Oct. 2017. doi: 10.3847/1538-4357/aa8998.

J. M. Winters, A. J. Fleischer, A. Gauger, and E. Sedlmayr. Circumstellar dust shells around long-period variables. II. Theoretical lightcurves of C-stars. *A&A*, 290:623–633, Oct. 1994.

P. R. Wood. Convection-Induced Oscillatory Thermal Modes in Red Giants: A New Type of Stellar Oscillation. In L. Szabados and D. Kurtz, editors, *IAU Colloq. 176: The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research*, volume 203 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 379–380, Jan. 2000.

P. R. Wood. The pulsation modes, masses and evolution of luminous red giants. *MNRAS*, 448(4):3829–3843, Apr. 2015. doi: 10.1093/mnras/stv289.

P. R. Wood and C. P. Nicholls. Evidence for Mass Ejection Associated with Long Secondary Periods in Red Giants. *ApJ*, 707(1):573–579, Dec. 2009. doi: 10.1088/0004-637X/707/1/573.

P. R. Wood and E. A. Olivier. Strange pulsation modes in luminous red giants. *MNRAS*, 440(3):2576–2580, May 2014. doi: 10.1093/mnras/stu460.

P. R. Wood, C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, T. S. Axelrod, A. C. Becker, D. P. Bennett, K. H. Cook, A. J. Drake, K. C. Freeman, K. Griest, L. J. King, M. J. Lehner, S. L. Marshall, D. Minniti, B. A. Peterson, M. R. Pratt, P. J. Quinn, C. W. Stubbs, W. Sutherland, A. Tomaney, T. Vandehei, and D. L. Welch. MACHO observations of LMC red giants: Mira and semi-regular pulsators, and contact and semi-detached binaries. In T. Le Bertre, A. Lebre, and C. Waelkens, editors, *Asymptotic Giant Branch Stars*, volume 191 of *IAU Symposium*, page 151, Jan. 1999.

P. R. Wood, A. E. Olivier, and S. D. Kawaler. The long secondary periods in semi-regular variables. In D. W. Kurtz and K. R. Pollard, editors, *IAU Colloq. 193: Variable Stars in the Local Group*, volume 310 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 322, May 2004a.

P. R. Wood, E. A. Olivier, and S. D. Kawaler. Long Secondary Periods in Pulsating Asymptotic Giant Branch Stars: An Investigation of their Origin. *ApJ*, 604(2):800–816, Apr. 2004b. doi: 10.1086/382123.

S.-C. Yoon and M. Cantiello. Evolution of Massive Stars with Pulsation-driven Superwinds During the Red Supergiant Phase. *ApJ*, 717(1):L62–L65, July 2010. doi: 10.1088/2041-8205/717/1/L62.

J. Yu, T. R. Bedding, D. Stello, D. Huber, D. L. Compton, L. Gizon, and S. Hekker. Asteroseismology of luminous red giants with Kepler I: long-period variables with radial and non-radial modes. *MNRAS*, 493(1):1388–1403, Mar. 2020. doi: 10.1093/mnras/staa300.